

Einfluss pneumatischer Wirbelgeneratoren auf die Effektivität einer gekühlten Hochdruck-Turbine

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

einer Doktor-Ingenieurin (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Anna Petersen

aus (Geburtsort): Preetz

eingereicht am: 05.05.2020

mündliche Prüfung am: 17.12.2020

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rolf Radespiel
Prof. Dr. Reinhard Mönig

Abstract

Technology improvement requires higher loads and velocities in the turbine of an engine. To increase the efficiency and reduce the impact of the higher speeds, analyses this work an active boundary layer control by applying air jet vortex generators at a high-pressure turbine cascade. The blades of the cascade accelerate the flow strongly. The boundary layer remains laminar up to a first shock, where a shock wave boundary layer interaction with a separation bubble occurs. The hypothesis of this work is, that the application of air jet vortex generators reduces the aerodynamic losses by decreasing the size of the separation bubble and the shock strength.

Three configurations of the same turbine profile geometry were investigated: basic, cooling and air jet vortex generator. The aerodynamic character of the blade is described by the basic blade, which has no blowing orifices. This configuration was additionally investigated with the DLR-AT flow solver TRACE. The cooling blade contains two rows of blowing holes for film cooling. These correspond to a typical film cooling of a high-pressure turbine nozzle guide vane. The vortex generator blade is supplemented by another row of blowing orifices, which is referred to air jet vortex generator. The blowing ratio of the film cooling and of the vortex generator is varied. In addition, the vortex generator flow is pulsed with varied frequency and pulse length.

The experiments were conducted at the Wind Tunnel for Straight Cascades Göttingen (EGG). Schlieren technique, pressure taps, infrared technique, hot-film sensors, multi hole pressure probes, hot wire anemometry and time resolved PSP measurements were conducted. The flow of the basic blade was investigated at four different exit Mach numbers. The flow phenomena were captured satisfying by the numerical simulation for the lower Mach numbers. The flow of the cooling and the air jet vortex generator blade is analyzed at an exit Mach number of $Ma_2 = 0.9$ ($Re_2 \approx 1.2 \cdot 10^6$) which is close to flight operation conditions.

Compared to the basic blade the reattachment point of the cooling blade is shifted upstream by 4 % of the axial chord length. The reattachment point moves further upstream with increasing coolant massflow ratio. This is not accompanied by a reduction of the loss coefficient. A higher coolant mass flow ratio increases velocity fluctuations inside the boundary layer, which is attended by higher friction losses.

The application of the vortex generators shifts the reattachment point 6 % of the axial chord length further upstream compared to the basic blade. A small vortex generator massflow reduces the loss coefficient. An inactive vortex generator decreases the shock strength slightly. A pulsed flow does not show significant positive effects. Hence, air jet vortex generators can increase the overall engine performance, if the vortex generators are not pulsed and a small mass flow ratio is used.

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird eine aktive Grenzschichtbeeinflussung durch pneumatische Wirbelgeneratoren in einer filmgekühlten Hochdruck-Turbinenkaskade analysiert. Die Schaufeln der Kaskade beschleunigen die Strömung stark, sodass die Grenzschicht bis zum ersten auftretenden Stoß laminar ist. Im Bereich dieser Stoß-Grenzschicht-Interaktion entsteht eine Ablöseblase. Durch den Einsatz der Wirbelgeneratoren sollen die aerodynamischen Verluste durch eine Verkleinerung der Ablöseblase und eine Reduktion der Stoßstärke verringert werden.

Es werden drei Konfigurationen mit jeweils gleichem Turbinenprofil untersucht: Basis-, Filmkühl- und Wirbelgeneratorschaufel. Die Basisschaufel dient zur Untersuchung der aerodynamischen Eigenschaften der verwendeten Schaufelgeometrie und hat keine Ausblasung. Diese Konfiguration wird zusätzlich numerisch mit dem DLR-AT-Strömungslöser TRACE untersucht. Die Filmkühlschaufel enthält zwei Bohrungsreihen, welche einer typischen Filmkühlung in einer Hochdruckturbine entsprechen. Die Wirbelgeneratorschaufel besitzt neben den Filmkühlbohrungen eine zusätzliche Ausblasreihe, die als Wirbelgenerator dient. Die Ausblasstärke der Filmkühlung und der Wirbelgeneratoren werden in den Untersuchungen variiert. Darüber hinaus kommt bei den Wirbelgeneratoren eine gepulste Ausblasung zum Einsatz, die in Frequenz und Pulsbreite verändert wird.

Die Experimente werden am Windkanal für ebene Gitter Göttingen (EGG) durchgeführt. Als Messtechniken kommen Schlierentechnik, Druckmessbohrungen, Infrarottechnik, Heißfilmsensoren, Mehrlochsonden, Hitzdrahtanemometrie und zeitaufgelöste PSP-Messtechnik zum Einsatz. Die Strömung des Basisfalls wird bei vier verschiedenen Abström-Machzahlen untersucht. Die Strömungszustände bei niedrigen Machzahlen können hierbei durch die numerische Simulation gut erfasst werden. Die Untersuchungen der Filmkühlung und Wirbelgeneratoren werden bei einer Abström-Machzahl von $Ma_2 = 0,9$ ($Re_2 \approx 1,2 \cdot 10^6$) durchgeführt, da diese dem Einsatz bei Reiseflugbedingungen am nächsten kommt.

Im Falle der Filmkühlung wird der Wiederanlegepunkt im Vergleich zum Basisfall um 4 % der axialen Sehnenlänge stromauf verschoben. Mit zunehmender Ausblasrate der Filmkühlung zeigt sich eine weitere Verschiebung stromauf. Hierdurch ergibt sich jedoch keine Verlustreduktion, da durch die stärkere Filmkühlung Geschwindigkeitsschwankungen in der Grenzschicht induziert werden, die die Reibungsverluste erhöhen.

Durch die Wirbelgeneratoren wird der Wiederanlegepunkt im Vergleich zum Basisfall um 6 % der axialen Sehnenlänge stromauf verschoben. Ein geringer Wirbelgenerator-Massenstrom verringert den Verlustkoeffizienten und bei inaktivem Wirbelgenerator zeigt sich eine geringe Reduktion der Stoßstärke. Durch das Pulsen konnte keine hinreichende Verringerung des Verlustkoeffizienten erreicht werden. Somit ist diese Art von Wirbelgenerator geeignet, um die Leistung des Triebwerks zu steigern, wenn dieser bei geringem Massenstrom und ohne Pulsen betrieben wird.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Übersicht	5
2.2. Ebene Turbinenkaskade	6
2.3. Grenzschichtströmungen mit Ausblasung	7
2.4. Verlustmechanismen in Turbinen	8
2.5. Wirbelgeneratoren	10
2.6. Stoß–Grenzschicht–Interaktion	15
2.7. Grenzschichttransition	18
3. Methoden	27
3.1. Experimentelle Untersuchungen	27
3.1.1. Turbinenmodelle	27
3.1.2. Windkanal und experimenteller Aufbau	30
3.1.3. Messtechnik	33
3.1.4. Messmatrix	54
3.2. Numerische Methoden	56
3.2.1. Strömungslöser TRACE	56
3.2.2. Räumliche Diskretisierung	58
3.2.3. Randbedingungen	60
3.2.4. Bewertungskriterium	61
4. Ergebnisse	63
4.1. Basisschaufel: Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse . .	63
4.1.1. Übersicht	63
4.1.2. Eintrittsbedingungen in die Teststrecke	63
4.1.3. Abström–Machzahl $Ma_2 = 0,5$	65
4.1.4. Abström–Machzahl $Ma_2 = 0,9$	70
4.1.5. Abström–Machzahl $Ma_2 = 1,05$	75
4.1.6. Abström–Machzahl $Ma_2 = 1,25$	79
4.1.7. Vergleich des Druckverlaufs und der Infrarot–Messdaten bei $Ma_2 = 0,9$.	81

4.1.8. Vergleich der Temperaturverteilung bei den verschiedenen Abström-	
Machzahlen	83
4.1.9. Netzkonvergenzstudie	84
4.1.10. Zwischenfazit Basisschaufel	86
4.2. Filmkühlschaufel	88
4.2.1. Übersicht	88
4.2.2. Stoßstruktur	88
4.2.3. Grenzschichtzustand	91
4.2.4. Nachlauftraversen	104
4.2.5. Vergleich des Ablöseverhaltens der Basis- und der Filmkühlschaufel . .	107
4.2.6. Zwischenfazit Filmkühlschaufel	108
4.3. Wirbelgeneratorschaufel	110
4.3.1. Übersicht	110
4.3.2. Stoßstruktur	110
4.3.3. Grenzschichtströmung	125
4.3.4. Nachlauftraversen	159
5. Zusammenfassung	167
Literaturverzeichnis	171
A. Anhang	187
A.1. Berechnung der homogenen Abströmung aus gemessenen Nachlauftraversen .	187
A.2. Tabellen	190
A.3. Abbildungen	192

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Weltweit jährliches Passagieraufkommen	1
2.1.	Definitionen einer Turbinenkaskade	6
2.2.	Pneumatische Wirbelgeneratoren der Wirbelgeneratorschaufel	10
2.3.	Normaler Stoß ohne Ablösung	16
2.4.	Stoß–Grenzschicht–Interaktion bei einfallendem Stoß	17
2.5.	Ausschnitt der Passage mit Stoß–Grenzschicht–Interaktion einer Schlierenaufnahme	18
2.6.	Grenzschicht Transition	19
2.7.	Transitionsbewegung bei stoßinduzierter Grenzschichtablösung	24
3.1.	Schaufeltypen	28
3.2.	Konfiguration pneumatischer Wirbelgenerator	29
3.3.	Windkanal für ebene Gitter	31
3.4.	Teststrecke	32
3.5.	Aufbau des PSI-Messsystems	34
3.6.	Aufbau des Hitzdraht-Messsystems	35
3.7.	Aufbau der Kobrasonde	37
3.8.	Druckmessschaufel	38
3.9.	Keilsonde	38
3.10.	Schlierenaufbau	39
3.11.	Infrarot–Beschichtung Filmkühlschaufel	41
3.12.	Infrarot–Beschichtung Wirbelgeneratorschaufel	42
3.13.	Gemessene, kanalinduzierte Temperaturdifferenz	43
3.14.	Temperatur und Druckverteilung	43
3.15.	Heißfilmelement und schematischer Aufbau, Filmkühlschaufel	46
3.16.	Aufbau Heißfilmsystem der Filmkühlschaufel	46
3.17.	Heißfilmelement der Wirbelgeneratorschaufel	47
3.18.	Positionen der Heißfilmdrähte und Aufbau des Heißfilmsystems der Wirbelgeneratorschaufel	48
3.19.	Spannungsfluktuationen zweier Heißfilm–Sensoren	51
3.20.	Ergebnisse der Heißfilm–Anemometrie an der Filmkühlschaufel bei $c_m = 0 \%$.	52
3.21.	PSP–Technik aus [63]	54

3.22.	Abström-Reynoldszahl über Abström-Machzahl	55
3.23.	Ablaufschema: Vernetzung bis TRACE	59
3.24.	Strukturiertes O-C-G-H-Netz	59
3.25.	Isometrische Netzansicht	60
4.1.	Eintrittsbedingungen der EGG-Teststrecke	64
4.2.	Turbulenzgradverteilung Einlassebene EGG	64
4.3.	Experimentelles und numerisches Schlierenbild bei $Ma_2 = 0,5$	65
4.4.	Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 0,5$	66
4.5.	Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 0,5$	67
4.6.	Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentropen Machzahl bei $Ma_2 = 0,5$	68
4.7.	Intermittenz im Strömungsfeld bei $Ma_2 = 0,5$	69
4.8.	Experimentelles und numerisches Schlierenbild bei $Ma_2 = 0,9$	70
4.9.	Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 0,9$	71
4.10.	Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 0,9$	72
4.11.	Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentropen Machzahl bei $Ma_2 = 0,9$	73
4.12.	Intermittenz im Strömungsfeld bei $Ma_2 = 0,9$	74
4.13.	Experimentelles und numerisches Schlierenbild bei $Ma_2 = 1,05$	75
4.14.	Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 1,05$	76
4.15.	Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 1,05$	77
4.16.	Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentropen Machzahl bei $Ma_2 = 1,05$	78
4.17.	Experimentelles und numerisches Schlierenbild bei $Ma_2 = 1,25$	79
4.18.	Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 1,25$	80
4.19.	Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 1,25$	81
4.20.	Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentropen Machzahl bei $Ma_2 = 1,25$	82
4.21.	Vergleich des Druckverlaufs und der Infrarot-Messdaten bei $Ma_2 = 0,9$	83
4.22.	Temperaturverteilungen	84
4.23.	Isentrope Machzahl-Verteilung bei einer Netzverfeinerung	85
4.24.	Diskretisierungsfehler	86
4.25.	Schlierenbild bei unterschiedlichen Ausblaskoeffizienten	89
4.26.	Machzahlverteilung am Mittenschnitt	89
4.27.	Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $c_m = 0 \%$	90
4.28.	Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $c_m = 1,6 \%$	91
4.29.	Infrarotmessung T_{rel} bei einer Heizrate von $0,1 \text{ K/s}$ und T	92
4.30.	Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 0 \%$	93

4.31. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,6\%$	93
4.32. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,96\%$	93
4.33. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0\%$	94
4.34. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,6\%$	94
4.35. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,96\%$	94
4.36. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0\%$. Bereich Stoß–Grenzschicht– Interaktion.	95
4.37. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,6\%$. Bereich Stoß–Grenzschicht– Interaktion.	95
4.38. Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,96\%$. Bereich Stoß–Grenzschicht– Interaktion.	95
4.39. Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 0\%$	97
4.40. Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,6\%$	98
4.41. Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,96\%$	98
4.42. Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0\%$	99
4.43. Amplitudenspektrum bei $Ma_2 = 0,9$, $c_m = 0\%$ und $x/c_{ax} = 0,68$. Bereich um Stoßfrequenz.	100
4.44. Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,6\%$	101
4.45. Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,96\%$	101
4.46. Vergleich der Heißfilm- und Infrarotdaten	103
4.47. Schlierenbild und inhomogener Nachlauf	104
4.48. Machzahlverteilung in einer CFD–Berechnung	105
4.49. Normierter Verlustkoeffizient	106
4.50. Vergleich der Infrarotmessung von Basis- und Filmkühlschaufel	108
4.51. Schlierenmessung bei kontinuierlicher Ausblasung	111
4.52. Instantane Machzahlverteilung über der Schaufeloberfläche bei $p_{WG}^* = 0$. . .	112
4.53. Druckverlauf in Höhe der Wirbelgeneratorbohrung an Mitten– und Bohrungs– schnitt	112
4.54. Machzahlverteilung entlang des Mitten– und Bohrungsschnitts	113
4.55. Druckverhältnis entlang des Mitten– und Bohrungsschnitts	113
4.56. Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $p_{WG}^* = 0$	114
4.57. Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $p_{WG}^* = 0,7$	115
4.58. Schlierenmessung bei $f = 5\text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$	116
4.59. Zeitabhängige Druckverteilung bei $f = 5\text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$	117
4.60. Machzahlverteilung entlang des Mitten– und Bohrungsschnitts bei $f = 5\text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$	118
4.61. Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $f = 5\text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$. .	118
4.62. Zeitabhängige Machzahlverteilung am Bohrungsschnitt bei $f = 5\text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$	119
4.63. Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $f = 5\text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$. .	120

4.64. Schlierenmessung bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$	121
4.65. Machzahlverteilung entlang des Mitten- und Bohrungsschnitts bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$	122
4.66. Schlierenmessung bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$	122
4.67. Machzahlverteilung entlang der Stoß-Grenzschicht-Interaktion bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$	123
4.68. Machzahlverteilung bei $p_{WG}^* = 0,7$ und bei gepulstem Wirbelgenerator	124
4.69. Spannweitig gemittelte Druckverhältnisse bei gepulstem Wirbelgenerator . .	124
4.70. Infrarotmessung bei $T = 300$ K	126
4.71. Infrarotmessung bei einer Heizrate von $0,1$ K/s	127
4.72. Infrarotmessung bei $T = 300$ K: $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$	128
4.73. Infrarotmessung bei $T = 300$ K: $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$	128
4.74. Gemittelte Temperaturverteilung bei einer Heizrate von $0,1$ K/s	129
4.75. Vergleich der Infrarot- und Heißfilmdaten bei kontinuierlicher Ausblasung . .	131
4.76. Vergleich von Infrarot- und Heißfilmdaten bei kontinuierlicher Ausblasung im Bereich der Ablöseblase	132
4.77. Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0$	133
4.78. Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0,7$	134
4.79. Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0,52$	135
4.80. Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0,87$	136
4.81. Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 1$	137
4.82. Amplituden bei $f = 661$ Hz	138
4.83. Amplituden bei $f = 661$ Hz im Bereich der Ablöseblase	138
4.84. Spannungssignal U' bei kontinuierlicher Ausblasung $p_{WG}^* = 0$	139
4.85. Spannungssignal U' bei konstanter Ausblasung $p_{WG}^* = 0,52$	139
4.86. Spannungssignal U' bei kontinuierlicher Ausblasung $p_{WG}^* = 0,7$	140
4.87. Spannungssignal U' bei konstanter Ausblasung $p_{WG}^* = 0,87$	140
4.88. Spannungssignal U' bei konstanter Ausblasung $p_{WG}^* = 1$	141
4.89. Statistische Auswertung der Heißfilmdaten bei gepulster Strömung	141
4.90. Amplitudenspektrum bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$	143
4.91. Amplitudenspektrum bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$	144
4.92. Amplitudenspektrum bei $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,25$	145
4.93. Amplitudenspektrum bei $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,5$	146
4.94. Amplitudenspektrum bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$	147
4.95. Amplitudenspektrum bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,5$	148
4.96. Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$. . .	150
4.97. Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$. . .	151
4.98. Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,25$. .	152
4.99. Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,5$. . .	153

4.100. Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$. .	154
4.101. Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,5$. . .	155
4.102. Amplitude bei $f = 661$ Hz und der jeweiligen Pulsfrequenz	156
4.103. Amplitude bei $f = 661$ Hz und der jeweiligen Pulsfrequenz im Bereich der Ablöseblase	158
4.104. Nachläufe bei kontinuierlicher Ausblasung	159
4.105. Nachläufe bei gepulster Ausblasung	160
4.106. Spannweitiger Messbereich	161
4.107. Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient über dem Kavitätsdruck p_{WG} am Mittenschnitt	162
4.108. Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient in Umfangsrichtung	162
4.109. Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient über dem Kavitätsdruck p_{WG} am Mittenschnitt bei kontinuierlicher Ausblasung – Zusatz	163
4.110. Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient ξ_{th}^* über der relativen Spann- weite z^*	165
4.111. Druckverhältnis aus PSP–Daten über der relativen Spannweite	165
4.112. Druckverhältnis aus PSP–Daten über der relativen Spannweite bei kontinuier- licher Ausblasung – räumliche Darstellung	166
A.1. Kalibrierergebnisse des PSI 8400 Druckmesssystems	189
A.2. Windkanal für ebene Gitter	192
A.3. L1 Norm und maximales Residuum Einstellung A	193
A.4. L1 Norm und maximales Residuum Einstellung B	194
A.5. L1 Norm und maximales Residuum Einstellung C	195
A.6. L1 Norm und maximales Residuum Einstellung D	196
A.7. L1 Norm und maximales Residuum Einstellung E	197
A.8. L1–Norm und maximales Residuum bei $Ma_2 = 0,9$ und Einstellung D	198
A.9. Amplitudenspektrum der PSP–Messung bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$	199
A.10. Amplitudenspektrum der PSP–Messung bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$	200
A.11. Amplitudenspektrum der PSP–Messung bei $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,25$	201
A.12. Amplitudenspektrum der PSP–Messung bei $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,5$	202
A.13. Amplitudenspektrum der PSP–Messung bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$	203
A.14. Amplitudenspektrum der PSP–Messung bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,5$	204

Tabellenverzeichnis

2.1. Anwendungsfälle von gepulsten, pneumatischen Wirbelgeneratoren	13
3.1. Messmatrix Wirbelgeneratoren	56
3.2. CFD-Einstellungen	58
3.3. Randbedingungen Einlassebene	60
3.4. Räumliche Diskretisierung	62
4.1. Diskretisierungsfehler	86
4.2. Maxima von $\overline{T_{rel,n}}$ stromab des Wiederanlegepunktes	130
A.1. Geometrische Parameter der Kaskade	190
A.2. Auslegungsparameter Filmkühlbohrungen	190
A.3. Auslegungsparameter Wirbelgeneratoren	191

Nomenklatur

Symbol	Definition	Einheit
Abkürzungen		
Abl.	Ablöseblase	
ACARE	Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe	
CCA	Constant Current Anemometry	
CFD	Computational Fluid Dynamics	
CTA	Constant Temperature Anemometry	
DNS	Direct Numerical Simulation	
EGG	Windkanal für ebene Gitter Göttingen	
Exp.	Experiment	
F. S.	Full Scale	
FFT	Fast Fourier Transformation	
FK	Filmkühlung	
GCI	Grid Convergence Index	
HDT	Hochdruckturbine	
HF	Heißfilm	
ICAO	International Civil Aviation Organization	
iPSP	Fast response Pressure Sensitive Paint	
IR	Infrarot	
K.-L.	Kato–Launder	
krit	Ort abgeschlossener Transition	
krit	kritisch	
KS65	Keilsonde, Kalibrierung Nr. 6.5	
LRR	Launder, Reece, Rodi	
min	Minimum	
Mrd.	Millarden	
NDT	Niederdruckturbine	
RM	Reattachment Modification	
RSM	Reynolds Stress Model	
SEG	Sondeneichkanal Göttingen	

Symbol	Definition	Einheit
SGI	Stoß-Grenzschicht-Interaktion	
SSG	Speziale, Sarkar, Gatski	
SST	shear stress transport	
TFAST	Transition Location Effect on Shock Wave Boundary Layer Interaction	
TRACE	Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Environment	
WG	Wirbelgenerator	

Griechische Formelzeichen

α	Wirbelgeneratorwinkel: Ablenkung von der Strömungsrichtung	deg
β	Umfangswinkel	deg
β	Winkel in Strömungsrichtung	deg
Δ	Pulsbreite	
δ	Grenzschichtdicke	m
Δ_t	Zeitlicher Fortschritt innerhalb des Pulszyklus	
η	Wirkungsgrad	
κ	Isentropenexponent	
λ	Wärmeleitfähigkeit	kg m / (K s ³)
μ	dynamische Viskosität	kg / (m s)
ν	kinematische Viskosität	m ² / s
Φ	Durchmesser einer Ausblasbohrung	m
ϕ	numerische Lösung einer skalaren Größe	m
ρ	Dichte	kg/m ³
τ_w	Wandschubspannung	N/m ²
Θ	Wirbelgeneratorwinkel	deg
ξ	Verlustkoeffizient	

Tiefgestellte Indizes

01, 02	totale Größe, 01 = Zuströmung, 02 = Abströmung
0	Startposition bei Nachlaufmessungen
1, 2	statische Größe, 1 = Zuströmung, 2 = Abströmung
ad	adiabat

Symbol	Definition	Einheit
<i>ax</i>	axial	
<i>c</i>	Ausdehnung einer Ausblasbohrungsreihe auf der Schaufeloberfläche	
<i>FK</i>	Filmkühlkavität	
<i>ind</i>	induziert	
<i>is</i>	isentrop	
<i>jet</i>	Ausblasbohrung	
<i>kon</i>	Kontour	
<i>lam</i>	laminar	
<i>R</i>	Regelparameter	
<i>S</i>	Staffelung	
<i>s</i>	Schätzwert	
<i>th</i>	thermodynamisch	
<i>turb</i>	turbulent	
<i>t</i>	Transitionsbeginn	
WG,R	Regelparameter bei Wirbelgeneratormessung	
WG	Wirbelgenerator	
<i>w</i>	Wand	
<i>y</i>	lokale Größe in Messebene	

Lateinische Formelzeichen

\dot{m}	Massenstrom	kg/s
\dot{q}	Wärmestromdichte	kg/s ³
<i>Bu</i>	Buri-Kriterium	
<i>C</i>	Koeffizient	
<i>c</i>	Sehnenlänge	m
<i>c_d</i>	Durchflusskoeffizient	
<i>c_f</i>	Reibbeiwert	
<i>c_m</i>	Ausblaskoeffizient	
<i>c_p</i>	spezifische Wärmekapazität	
<i>D</i>	Bezugsdurchmesser bei Strouhal-Zahl	
<i>E</i>	Energie	N m
<i>F</i>	Fläche	m ²
<i>f</i>	Frequenz	Hz
<i>h</i>	repräsentative Netzgröße	m ³
<i>h</i>	spannweite Höhe der Schaufel	m
<i>h</i>	spezifische Enthalpie	m ² /s ²

Symbol	Definition	Einheit
I	Impuls	kg m/s
K	Beschleunigungsparameter	
k	turbulente kinetische Energie	
La	Lavalzahl	
Ma	Machzahl	
Nu	Nußelt-Zahl	
n	Anzahl	
Pr	Prandtl-Zahl	
p	Druck	Pa
q	Staudruck	Pa
Re	Reynoldszahl	
Re_θ	Impulsverlustdicken-Reynoldszahl	
RMS	Quadratisches Mittel, Root-Mean-Square	
R	spezifische Gaskonstante idealer Gase	N m/(kg K)
Str	Strouhal-Zahl	
St	Stanton-Zahl	
Tu	Turbulenzgrad in Prozent	
T	Temperatur	K
t	Teilung	m
t	Zeit	s
t_f	Dauer einer Frequenz	s
U	Spannung	V
u	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	m/s
U_∞	Geschwindigkeit am Grenzschichtrand, in der Außenströmung	m/s
V	Volumen	m ³
x, y, z	kartesische Koordinaten	m
y^+	dimensionsloser Wandabstand	

1. Einleitung

Das jährliche Passagieraufkommen im Flugverkehr ist in den vergangenen Jahren stetig gewachsen. Die Daten der Internationalen Zivilluftfahrtorganisation (ICAO) in Abbildung 1.1 zeigen, dass das Passagieraufkommen im Vergleich zum Jahr 2006 um 36 % auf 3,5 Milliarden im Jahr 2015 angewachsen ist.

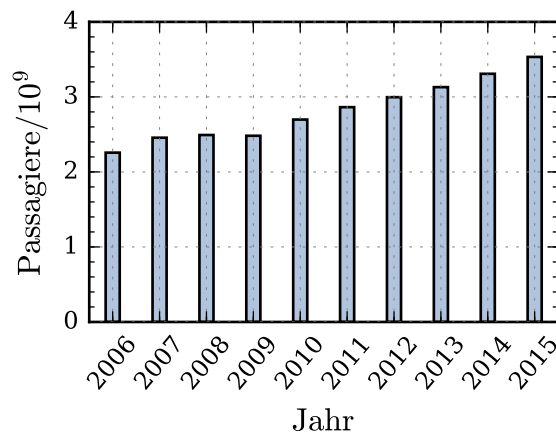


Abbildung 1.1.: Weltweites jährliches Passagieraufkommen im Luftverkehr [75]

Aus dem gestiegenem Passagieraufkommen im Luftverkehr ergeben sich verschiedene Fragestellungen, mit denen sich in Europa das Luftfahrt-Forum ACARE (Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe) seit dem Jahr 2001 auseinandersetzt. Die europäische Kommission forderte die wichtigsten europäischen Interessensvertreter der Luftfahrt auf, sich zu verständigen, wie die Luftfahrt den Bedürfnissen der Gesellschaft besser gerecht werden kann. Das Resultat war, neben einer Stärkung der Industrie, eine Betonung von Aspekten des Umweltschutzes, der Energieversorgung, der Sicherheit und einem Ausbau der Bildungs- und Forschungslandschaft [1]. Die ACARE erstellte einen Strategieplan (Vision-2020), in dem diese Anforderungen zusammengefasst wurden.

Die Vision-2020 beinhaltet umweltfreundlichere und effizientere Transportsysteme. Das Flugzeug soll als öffentlicher Verkehrsträger den gestellten Anforderungen u. a. durch eine Emissionsreduktion gerecht werden. Außerdem werden hohe Anforderungen an die Geschwindigkeit und das Gewicht des Flugzeugs gestellt. Dadurch werden die Belastungen auf Flugzeug- und Triebwerkskomponenten erhöht.

Eine Möglichkeit der Widerstandsreduktion ist die Laminarhaltung der Grenzschichten

an äußeren und inneren Flugzeugteilen. Es ist jedoch zu beachten, dass bei höheren Reiseflugmachzahlen Überschallgebiete an den Komponenten auftreten. Eine laminare Grenzschicht löst durch einen Stoß eher ab als eine turbulente. Durch eine Strömungsablösung kann die Widerstandsreduktion durch die laminare Grenzschicht aufgehoben werden. Zusätzlich können instationäre Effekte durch eine Stoß–Grenzschicht–Interaktion auftreten.

Diese Arbeit hat ihren Ursprung im Projekt TFAST (Transition Location Effect on Shock Wave Boundary Layer Interaction) des EU-Rahmenprogrammes FP7 (7th Framework Programme). Hauptziel des Projekts ist es, die Auswirkungen der Transitionslage auf die Stoß–Grenzschicht–Interaktion zu untersuchen. Dabei soll die Fragestellung beantwortet werden, wie nahe einer induzierten Transition an den Ort der Stoß–Grenzschicht–Interaktion herangeführt werden kann, sodass der turbulente Charakter der Interaktionszone erhalten bleibt. Die Transition wird durch Wirbelgeneratoren erzeugt. Neben Flügeln, supersonischen Triebwerks–Einläufen und Verdichtern wird diese Frage auch an Turbinenprofilen untersucht.

In dieser Arbeit wird ein Turbinenprofil betrachtet. Die Untersuchung des Turbinenprofils wird schrittweise durchgeführt. Hierbei werden Schaufeln ohne Ausblasung (Basisfall) untersucht und anschließend zwei Bohrungsreihen zur Filmkühlung an der Vorderkante und im Beschleunigungsgebiet eingesetzt. Dies stellt den Referenzfall für die Anwendung der Wirbelgeneratoren dar. Im letzten Untersuchungsschritt werden pneumatische Wirbelgeneratoren vor dem Ort der Stoß–Grenzschicht–Interaktion zur Beeinflussung der Grenzschicht eingesetzt.

Es soll untersucht werden, welchen Einfluss die pneumatischen Wirbelgeneratoren auf den Verlustkoeffizienten haben. Außerdem werden die Auswirkungen der Stoß–Grenzschicht–Interaktion, der Grenzschichttransition und Grenzschichtablösungen auf den Verlustkoeffizienten betrachtet. Da es sich bei dem Turbinenprofil um eine Hochdruck–Leitschaufel handelt, ist die Auswahl an einsetzbaren Wirbelgeneratoren eingeschränkt: Klassische Wirbelgeneratoren, als Aufbauten an der Modelloberfläche, halten den hohen Temperaturen in einer Hochdruckturbine nicht stand. Das Einsaugen der Grenzschicht und damit das Einströmen von heißer Luft in den Triebwerkskern muss ebenso ausgeschlossen werden, da beim Einsatz einer Hochdruck–Turbinenleitschaufelstufe eines der Hauptprobleme die Kühlung der Schaufel ist. Der zweckmäßigste Wirbelgeneratortyp ist der Pneumatische. Hierbei wird Luft ausgeblasen, was der generellen Notwendigkeit der Filmkühlung einer Hochdruck–Turbinenleitschaufelstufe am nächsten kommt. Somit würde sich dieser Wirbelgeneratortyp für einen Einsatz im Triebwerk am ehesten eignen.

Neben der experimentellen Untersuchung des Strömungsfeldes werden numerische Untersuchungen am Basisprofil durchgeführt. Für die numerischen Untersuchungen wird der Strömungslöser TRACE verwendet. Die Entwicklung von TRACE findet am DLR Institut für Antriebstechnik statt. Mittels der numerischen Daten kann die Grundströmung am Basisprofil ausführlich dargestellt und beschrieben werden.

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Turbinenkaskade, Grenz-

schichtströmungen mit Ausblasung, Verlustmechanismen in Turbinen, Wirbelgeneratoren, Stoß–Grenzschicht–Interaktion bei einfallendem schrägem und normalem Stoß und verschiedene Transitionsmechanismen dargestellt. Im dritten Kapitel werden die angewendeten Messtechniken sowie die numerischen Methoden näher erläutert. Das Kapitel 4 präsentiert die Ergebnisse. Es ist nach den experimentell untersuchten Schaufeltypen untergliedert. Anhand der Basisschaufel wird das Strömungsbild erläutert und hierfür zusätzlich die numerischen Ergebnisse herangezogen. Die beiden anderen Schaufeltypen, Filmkühl– und Wirbelgeneratorschaufel, werden rein experimentell untersucht. Das Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung der gesamten Arbeit wieder.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Übersicht

Turbinenschaufeln müssen durch die hohe thermische Belastung, die durch das aus der Brennkammer strömende Fluid entsteht, gekühlt werden. Aus diesem Grund werden Filmkühlungen in Hochdruckturbinen eingesetzt, die eine kühlende Luftschicht an der Schaufeloberfläche ausblasen und die Oberflächen so schützen. Zudem werden besondere Materialien für die Schaufeln verwendet, um den hohen Temperaturen aus der Brennkammer standzuhalten. Eine Leistungssteigerung des Triebwerks wird durch eine größere Energieumsetzung erreicht. Dies führt zu höheren Temperaturen in der Brennkammer und im Weiteren zu höheren Temperaturen in der Turbine. In neuester Zeit werden auch die ersten Stufen der Niederdruckturbine gekühlt. Eine Leistungssteigerung des Triebwerks wird angestrebt, da der Treibstoffverbrauch einen hohen Kostenfaktor beim Betrieb eines Flugzeugs darstellt [18].

Neben der Leistungssteigerung durch eine Verbesserung der aerothermodynamischen Eigenschaften des Triebwerks und seiner einzelnen Bauteile, ist eine Gewichtsreduktion vorteilhaft. Aus diesem Grund werden neuerdings einstufige Turbinen entworfen, was das Gesamtgewicht des Triebwerks reduziert. Hinzu kommt, dass sich bei einer einstufigen Turbine die Komplexität des Kühlungssystems verringert. Damit die Turbine die erhöhte Leistung umsetzen kann, müssen die Schaufeln höhere thermische sowie aerodynamische Lasten ertragen.

Die Turbine ist im Vergleich zum Verdichter aerodynamisch deutlich unempfindlicher gegenüber Falschanströmungen. Der Einlaufkanal einer Schaufelpassage entspricht einer Düse und beschleunigt die Strömung stark. Bei einer Steigerung der Leistung wird die Machzahl in der Turbine erhöht, wobei rasch Machzahlen im Überschallbereich und damit Stöße auftreten. Diese Stöße können an benachbarten Schaufeln zu Grenzschichtablösungen führen. Die Ablöseblase liegt dabei im Überschallbereich und es entstehen am Ablöse- und Wiederanlegepunkt weitere Stöße. Selbst bei gekühlten Schaufeln tritt der laminar-turbulente Umschlag erst im Bereich der Ablösung auf. Stöße, Ablösungen und Transition führen hierbei zu einer komplexen Stoß-Grenzschicht-Interaktion.

In dieser Arbeit wird ein gekühltes Schaufelprofil untersucht, das für die Verwendung in einer hochbelasteten Turbine entworfen wird. Es wird angestrebt, die aerodynamischen Verluste mit Hilfe von Wirbelgeneratoren zu verringern. Hierbei werden die Beeinflussung des Grenzschichtumschlags, der Stoßstruktur, der Ablöseblase und des Verlustkoeffizienten

der Turbinenschaufel untersucht.

2.2. Ebene Turbinenkaskade

Die Untersuchungen in dieser Arbeit werden mit einem Turbinenprofil durchgeführt. Das Profil wird in einem ebenen Gitter einer Kaskade angeordnet. Das ebene Gitter stellt die Abwicklung eines Ringgitters dar. In Abbildung 2.1 sind die Definitionen einer ebenen Turbinenkaskade dargestellt.

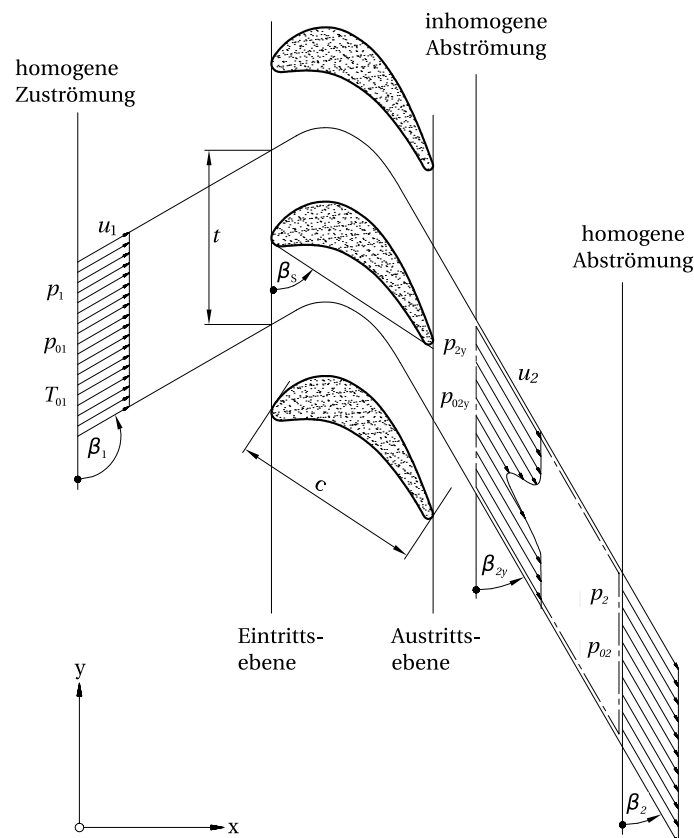


Abbildung 2.1.: Definitionen einer Turbinenkaskade (nach Kost [85])

Einströmgrößen wie Totaldruck p_{01} , Totaltemperatur T_{01} , Geschwindigkeit u und Umfangswinkel β , die sich stromauf der Schaufelprofile befinden, werden mit dem Index „1“ versehen. Die Kaskade besitzt eine konstante Teilung t , definiert durch den Abstand zwischen den Profilen. Die Sehnenlänge eines Profils wird mit c bezeichnet und der Staffelnswinkel mit β_s . Bei dem Staffelnswinkel entspricht die Bezugslinie der Profiltangente. Alle Größen stromab des Profils werden mit dem Index „2“ versehen.

Die Strömung stromab der Profile vermischt sich allmählich zu einer sogenannten homogenen Abströmung. Dies ist der Zustand, bei dem sich die Größen der Strömung (Druck, Temperatur, Geschwindigkeit und Abströmwinkel) vollständig ausgeglichen haben. Die Strömung zwischen Hinterkante und dem homogenen Zustand wird als inhomogen bezeichnet.

An diesem Punkt variieren Druck, Temperatur, Geschwindigkeit und Strömungswinkel in Umfangsrichtung. Verdeutlicht wird dies durch die Geschwindigkeitsprofile der inhomogen und homogenen Abströmung in Abbildung 2.1. Im Geschwindigkeitsprofil der inhomogenen Abströmung befindet sich eine sogenannte Nachlaufdele. Im Zustand der völligen Ausmischung (homogen) verschwindet die Nachlaufdele.

2.3. Grenzschichtströmungen mit Ausblasung

Die erste Leitschaufelreihe einer Hochdruckturbine eines Passagierflugzeugs erfährt hohe Temperaturen. Diese liegen in Triebwerken wie dem CF6-80 oder dem JT9D-59 bei 1600 K [18], um einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen. Die hohen Temperaturen machen eine Kühlung der Schaufel zwingend notwendig, da die Materialien diesen Temperaturen anders nicht dauerhaft standhalten. Für die Beschreibung der ausgeblasenen Strömung werden üblicherweise Ausblaskennwerte herangezogen. Die nachfolgenden Erläuterungen sind Kost et al. [90] und Kost [86] entnommen. Der Ausblaskoeffizient einer Bohrungsreihe ist definiert als:

$$c_m = \frac{\sum_{i=1}^n \dot{m}_{c,i}}{\dot{m} - \sum_{i=1}^n \dot{m}_{c,i}} \cdot \frac{h_c}{h}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist \dot{m} der Massenstrom der Hauptströmung, \dot{m}_c die Summe des Massenstroms aller Bohrungen i . h_c ist die spannweite Ausdehnung aller Bohrungen einer Reihe und h die spannweite Breite einer Schaufel.

Der ausgeblasene Massenstrom der Filmkühlströmung ergibt sich zu:

$$\dot{m}_c = \rho u F_c. \quad (2.2)$$

Die Fläche F_c ist die Summation der Ausblasbohrungen. Wenn die Filmkühlbohrungen vor dem engsten Querschnitt liegen, wird der ausgeblasene Massenstrom vom Hauptmassenstrom abgezogen. Der Massenstrom vor dem engsten Querschnitt ist maßgeblich für das Erreichen des Sperrens am engsten Querschnitt.

Die Stromdichte ρu wird in Abhängigkeit von der Machzahl Ma wie folgt definiert [153]:

$$\rho u = \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} \frac{Ma}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}. \quad (2.3)$$

Der Massenstrom der Hauptströmung sperrt, sobald die Machzahl $Ma = 1$ im engsten Querschnitt F_{min} erreicht. Ist der kritische Massenstrom erreicht, gilt:

$$\rho u = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{p_0}{\sqrt{T_0}}, \text{ bei } \frac{p}{p_0} = 0,5283. \quad (2.4)$$

Die charakteristische Machzahl Ma^* wird auch als Lavalzahl La bezeichnet und kann wie folgt berechnet werden [18]:

$$Ma^* = La = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \left[1 - \frac{p}{p_0} \frac{\kappa - 1}{\kappa} \right]}. \quad (2.5)$$

2.4. Verlustmechanismen in Turbinen

Einer der wichtigsten Leistungsparameter in Turbomaschinen ist der Wirkungsgrad. Bei vielen großen Triebwerken beträgt der isentrope Wirkungsgrad η_{is} über 90 % [31]. Bei einer isentropen Zustandsänderung bleibt die Entropie konstant. Die kalorische¹ Größe Enthalpie h wird aus der Temperatur T und der spezifischen Wärmekapazität c_p berechnet. Der isentrope Wirkungsgrad einer Turbine ergibt sich aus der tatsächlichen Enthalpieänderung zwischen zwei Zuständen gegenüber der idealen (isentropen) Änderung [31, 18]:

$$\eta_{is} = \frac{\text{Aktuelle Änderung der Enthalpie}}{\text{Ideale Änderung der Enthalpie}} = \frac{\Delta h}{\Delta h_{is}}. \quad (2.6)$$

Anstatt über den Wirkungsgrad kann eine Turbine auch über die Verluste charakterisiert werden. Verluste können nach Denton [31] in die wesentlichen Kategorien Profilverluste, Endwandverluste und Radial-Spaltverluste unterteilt werden. Unter dem Begriff Sekundärverluste werden üblicherweise Verluste zusammengefasst, die den vorher genannten Begriffen nicht eindeutig zugeordnet werden können. Profilverluste werden üblicherweise durch zweidimensionale Kaskadentests und Grenzschichtberechnungen bestimmt. Zu den Profilverlusten werden Verluste durch Grenzschichten auf der Schaufeloberfläche und im Nachlauf gezählt. Hierbei wird nur die Strömung betrachtet, die nicht durch die Endwand beeinflusst wird. Somit fließen Verluste durch Grenzschichteffekte (z. B. Reibung und Strömungsablösungen), Vermischung des Nachlaufs in der Passagenströmung und Wirbelablösungen ein [18]. Bei Überschallströmungen kommen die Verluste durch auftretende Stöße hinzu. Die Endwand- und Radial-Spaltverluste werden nicht weiter besprochen, da in dieser Arbeit lediglich Profilverluste zweidimensionale Kaskadentests durchgeführt werden.

In Kaskadentests werden Drücke vor und hinter den Schaufeln gemessen (vgl. Abbildung 2.1). Diese werden zur Bestimmung des Verlustkoeffizienten herangezogen [84]:

¹Nicht messbare Größen werden als kalorisch bezeichnet [18].

$$\xi = 1 - \frac{1 - \left(\frac{p_2}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_2}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}. \quad (2.7)$$

Da eine Hochdruckturbinen gekühlt wird, ist es notwendig den Kühlluftmassenstrom in der Berechnung zu berücksichtigen. Kiock et al. [84] beschreiben den thermodynamischen Verlust in der Kaskade unter Berücksichtigung der Kühlluftenergie in der Eintrittsebene:

$$\xi_{th} = 1 - \frac{\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right] \left(1 + \sum_{i=1}^n c_{m,i}\right)}{\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right] + \sum_{i=1}^n \left\{\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{0,jet,i}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right] c_{m,i}\right\}}. \quad (2.8)$$

Zur Bestimmung von Gleichung 2.8 wird angenommen, dass die Totaltemperatur von Hauptströmung, Ausblasströmung und ausgemischter Strömung in der Kaskaden-Abströmung gleich sind: $T_{01} = T_{0,jet} = T_{02}$. Der Totaldruck wird in den Kavitäten $p_{0,jet,i}$ gemessen. Die Ausblaskoeffizienten der verschiedenen Kavitäten c_m (vgl. Gleichung 2.1) können ebenso aus Messungen bestimmt werden. Diese werden für die einzelnen Kavitäten aufsummiert und in der Verlustbetrachtung mitberücksichtigt. Der thermodynamische Verlustkoeffizient wird in dieser Arbeit in Relation angegeben:

$$\xi_{th}^* = \frac{\xi_{th}}{\xi_{th,ref}}. \quad (2.9)$$

Die Drücke in einer Messebene können mit einer Nachlauftraversierung bestimmt werden. Die Messung kann z. B. entlang der Umfangsrichtung (y-Richtung, Abbildung 2.1) sein. Hierbei wird die Weglänge $y - y_0$ auf die Teilung t bezogen. Werden die Daten in der Messebene entlang der spannweiten Richtung (z-Richtung) erhoben, ist die Messposition der Größe auf die Position der Wirbelgeneratorbohrung bezogen:

$$z^* = \frac{z}{z_{ref}}. \quad (2.10)$$

Eine der ersten Anwendungen der Nachlauftraversierung an Flügelprofilen beschreibt Betz [9]. Erweiterungen der Auswertungsmethoden zeigen Christiani [24] und Scholz [148], der diese auf ebene Schaufelgitter erweitert. Kynast [96] beschreibt die Erweiterung der Gleichungen für kompressible Strömung im subsonischen Bereich und Amecke [2] erweitert diese auf Strömungen im transsonischen und supersonischen Bereich.

2.5. Wirbelgeneratoren

Funktionsweise

Bei Systemen zur Grenzschichtbeeinflussung wird zwischen passiven und aktiven Systemen unterschieden. Beschreibungen der verschiedenen Typen finden sich in [97, 106, 58, 108]. In dieser Arbeit werden aktive, pneumatische Wirbelgeneratoren verwendet. Eine Skizze des in dieser Arbeit verwendeten pneumatischen Wirbelgenerators ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

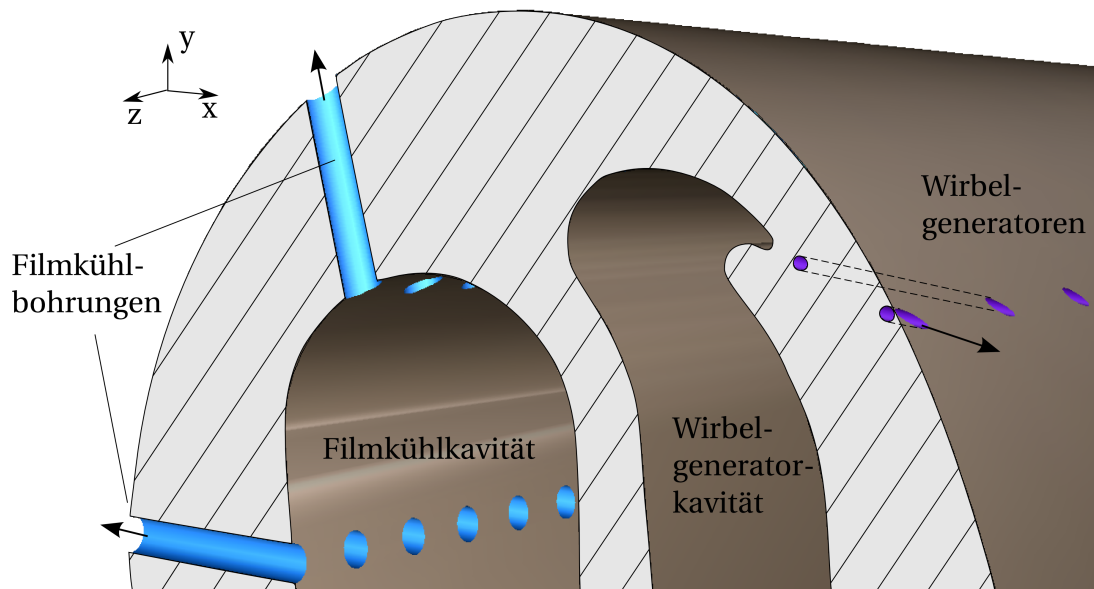


Abbildung 2.2.: Pneumatische Wirbelgeneratoren der Wirbelgeneratorschaufel

Die Auswahl an Wirbelgeneratoren ist im Hinblick auf einen späteren Einsatz in einem Triebwerk stark beschränkt. Die erste Leitschaufel einer Hochdruckturbinen ist hohen thermischen Belastungen ausgesetzt. Die hohen Temperaturen schließen Anbauten an der Schaufelwand aus, wie sie bei passiven Wirbelgeneratoren verwendet werden. Durch die thermische Belastung können diese Anbauten zerstört werden und stromab liegende Bauteile beschädigen. Da an Leitschaufeln ein System zur Filmkühlung verwendet wird, ist eine mögliche Methode der Grenzschichtbeeinflussung eine aktive Ausblasung. Die nachfolgenden Beschreibungen behandeln unterschiedliche Varianten und Einsatzgebiete von aktiven pneumatischen Wirbelgeneratoren.

Pneumatische Wirbelgeneratoren

Pneumatische Wirbelgeneratoren, die quer zur Strömungsrichtung angestellt sind, bilden einen Längswirbel durch den Querimpuls der ausgeblasenen Luft aus. Die wandnahen Stromlinien werden durch die Querbewegung des Wirbels gekrümmt [129]. Der Wirbel hat eine Auf- und Abwindseite. An der Abwindseite wird Außenströmung zur Wand hin transportiert und sorgt dort für eine Impulserhöhung [83, 41, 149, 11]. Außerdem wird die turbulente Durchmi-

schung gefördert, sodass die Grenzschicht bei höheren Druckgradienten später ablöst. An der Aufwindseite führt der Wirbel zu einer Aufdickung der Grenzschicht, wodurch das Ablösen der Grenzschicht begünstigt wird.

Es gibt eine Reihe an Publikationen, die pneumatische Wirbelgeneratoren zur Ablösekontrolle bei einer turbulenten Grenzschicht untersuchen [177, 178, 78, 105, 25]. Wallis [177] wendet pneumatische Wirbelgeneratoren erfolgreich zur Verzögerung Stoß-induzierter Ablösungen an. Hierbei wird an einem zweidimensionalen Flügel durch die Grenzschichtbeeinflussung der Wirbelgeneratoren keine zusätzliche Widerstandserhöhung festgestellt. Wallis u. Stuart [178] untersuchen den Einfluss von Wirbelgeneratoren auf eine Grenzschicht, die stromauf der Wirbelgeneratoren durch Absaugen verdünnt wird. Es kann gezeigt werden, dass bei niedrigen Ausblasraten der Wiederanlegepunkt einer Stoß-induzierten-Ablösung stromauf verschoben wird. Bei höheren Ausblasraten wird die Ablösung sogar verhindert.

Innes et al. [74] berichten von einer starken Erhöhung des Auftriebs an einem Flügel bei niedrigen Reynolds- und Machzahlen, die nicht allein auf die Unterdrückung der Ablösung zurück zu führen ist. Ferner machen die Autoren die Zerstreuung oder das Aufsaugen des Klappen-Nachlaufs in Schichten größerer Scherung für diesen positiven Effekt verantwortlich. Es wird angeführt, dass die Grenzschicht weniger stark aufdickt. Scholz et al. [150] zeigen eine Erhöhung des maximalen Auftriebs durch die Verhinderung einer turbulenten Vorderkantenablösung. Dennoch berichten die Autoren von einer sehr begrenzten Effektivität der Wirbelgeneratoren, da die Grenzschicht an der Aufwindseite der Wirbel destabilisiert wird. Radespiel et al. [141] verwenden pneumatische Wirbelgeneratoren an einem Zwei-Element-Flügel. Es können in diesem Fall Strömungsablösungen an einer angestellten Störklappe verhindert sowie die Vorderkantenablösung verzögert werden. Dennoch stellen die Autoren fest, dass die Effektivität der Wirbelgeneratoren streut, wie auch von Scholz et al. [150] festgestellt wird. Die Impulserhöhung und damit die Beseitigung der Ablösung durch die Wirbelgeneratoren kann lediglich auf bestimmte Klappenstellungen angewendet werden.

Auch an Windturbinen werden Wirbelgeneratoren zur Ablösekontrolle und Erhöhung der gewonnenen Energie angewendet. Shun u. Ahmed [154] berichten von einer Erhöhung des Auftriebs durch Reduzierung von Strömungsablösungen. Bei Prince et al. [137] wird durch die Wirbelgeneratoren die kinetische Energie der wandnahen Strömung durch den zugeführten Impuls erhöht. Hierdurch wird die Hinterkantenablösung stromab verschoben.

Turbulatoren

Die bisher genannten Publikationen setzen pneumatische Wirbelgeneratoren in einer turbulenten Grenzschicht ein. Horstmann [67] zeigt Untersuchungen mit pneumatischen Wirbelgeneratoren an einem Flügelprofil für $Re = 0,7 \cdot 10^6$ bis $2 \cdot 10^6$ in einer laminaren Grenzschicht. Die Wirbelgeneratoren werden hier als Turbulatoren verwendet. Durch das kontrollierte Umschlagen der Grenzschicht wird eine laminare Ablöseblase verhindert und der Profilwiderstand reduziert. Horstmann [67] schlussfolgert, dass „Ablöseblasen-Turbulatoren“ besonders effektiv

unter $Re = 2 \cdot 10^6$ sind. Auf die gleiche Weise wird von Horstmann et al. [68] für Reynoldszahlen bis $Re = 5 \cdot 10^6$ der Profilwiderstand reduziert.

Ein Vergleich von pneumatischen Wirbelgeneratoren bei laminarer und turbulenter Grenzschicht an einer Platte zeigen Lin et al. [104]. Die Autoren geben an, dass bei der laminaren Grenzschicht der Geschwindigkeitsgradient nahe der Wand weniger konzentriert ist. Außerdem ist die mittlere transversale Wirbelstärke niedriger als bei einer turbulenten Grenzschicht.

Turbinenanwendungen

An Niederdruckturbinen (NDT) werden kontinuierliche Wirbelgeneratoren zur Ablösekontrolle und Widerstandsreduktion bei Reynoldszahlen bis $Re = 10^5$ erfolgreich angewendet [13, 161, 160, 156]. Die Größe der Ablösung kann reduziert und eine Verlustreduktion in den meisten Fällen gezeigt werden.

Auch in Hochdruckturbinen (HDT) werden pneumatische Wirbelgeneratoren angewendet [55, 166, 167]. Es werden signifikante Reduzierungen der Ausdehnung der Ablöseblase in Strömungsrichtung erzielt und der Verlustkoeffizient verringert. Gomes u. Niehuis [55] zeigen Untersuchungen bei Reynoldszahlen von $Re = 3,9 \cdot 10^5$ bis $8 \cdot 10^5$ und Abström-Machzahlen von $Ma_2 = 0,87$ und $0,95$. Bei der höheren Abström-Machzahl wird eine laminare Ablöseblase detektiert. Diese kann durch den separaten Einsatz von Filmkühlung oder pneumatischer Wirbelgeneratoren in ihrer Ausdehnung verringert werden. Außerdem kann der Totaldruckverlust gesenkt werden. Durch den gleichzeitigen Einsatz beider Systeme wird keine weitere Verbesserung erzielt. Die Autoren geben an, dass durch den Einsatz der pneumatischen Systeme der Wärmeübergang stromauf des Stoßes erhöht, stromab jedoch deutlich verringert wird. So verhält es sich ebenfalls mit der adiabaten Filmkühleffektivität. Gomes u. Niehuis [55] zeigen, dass durch die pneumatischen Wirbelgeneratoren die Hinterkante besser gekühlt wird.

Gepulste Wirbelgeneratoren

An Niederdruckturbinen (NDT) können durch gepulste Wirbelgeneratoren höhere Verringerungen des Verlustkoeffizienten als bei kontinuierlicher Ausblasung gezeigt werden [15, 175, 12, 176, 111]. Veröffentlichungen an ebenen Platten und Turbinen mit gepulsten Wirbelgeneratoren sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Die Abström-Reynoldszahl wird angegeben, sofern diese bekannt ist. Kann der Literaturstelle lediglich die Zuström-Reynoldszahl entnommen werden, ist diese in Tabelle 2.1 mit einem Stern gekennzeichnet. In der Tabelle werden Zellen, bei denen die Informationen der Literaturstelle nicht entnommen werden konnten, frei gelassen. Es werden die eingesetzte Pulsfrequenz f und die Pulsbreite Δ angegeben. Wenn in der Literaturstelle Untersuchungen zum Verlustkoeffizienten ξ durch gepulste Wirbelgeneratoren durchgeführt werden, sind diese als Änderung gegenüber kontinuierlichen

Wirbelgeneratoren angegeben. Bei Volino et al. [176], Mack et al. [111] werden die Änderungen des Verlustkoeffizienten ξ mit Fällen ohne Ausblasung verglichen. In vielen Literaturstellen wird eine Verringerung der Ablöseblasengröße festgestellt. Auch diese Information ist in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Tabelle 2.1.: Anwendungsfälle von gepulsten, pneumatischen Wirbelgeneratoren.

Modell	Literaturstelle	$Re_2/10^4$	f/Hz	Δ	ξ	Verringerung der Ablösebla- se
Platte	McManus et al. [117]	20 – 51	10 – 100	0,25, 0,5		✓
	Suzuki et al. [165]	0,18	5, 10, 15	0,5, 0,67, 0,75		
	Johari u. Rixon [76]		1	0,25, 0,5		
	Ortmanns u. Kähler [129]		10, 50, 100, 150	0,5		
	Hansen u. Bons [59]	9	5	0,25	↓	✓
	Kostas et al. [91]	12,5	2, 10, 40, 100	0 – 1		
	Ortmanns et al. [130]		1	0,1, 0,2, 0,5		
	Postl et al. [136]	2,5*	0,1925 – 3,08	0,1		✓
NDT	Bons et al. [14]	2* – 35*	10 – 100	0 – 1	↑ bis 60 %	✓
	Bons et al. [15]	2,5*	5	0,25	↑ bis 60 %	✓
	Volino [175]	60	synthetisch			vollständig
	McQuilling u. Jacob [118]	3, 5	0,3 – 46			✓
	Bons et al. [12]	2*	5	0,25		✓
	Volino et al. [176]	2,5 – 5	$F^+ = 0,14 – 1,12$	0,1, 0,5	↑ bis 60 %	✓
	Mack et al. [110]	5 – 20	<10000			✓
	Mack et al. [111]	7	9000		↑ 55 %	✓
HDT	aktuelle Arbeit	120	5, 40, 100	0,25, 0,5		

In einigen Literaturstellen wird sich darauf fokussiert den physikalischen Wirkmechanismus bei gepulsten Wirbelgeneratoren an ebenen Platten zu untersuchen. Dieser ist das Einbringen von Fluid mit hohem Impuls in die Grenzschicht [129]. In Johari u. Rixon [76] wird die Fragestellung untersucht, wie sich die Wirbelbildung durch den Einsatz einer gepulsten Anregung gegenüber einer kontinuierlichen Ausblasung unterscheidet. Bei kontinuierlicher Ausblasung werden zwei gegenläufige Längswirbel erzeugt. Diese entstehen ebenso bei gepulster Ausblasung, jedoch sind die Wirbel unterschiedlich stark ausgeprägt. Der stärker ausgeprägte Wirbel dringt weiter in die Grenzschicht ein als es bei der kontinuierlichen Ausblasung der Fall ist. Ortmanns u. Kähler [129] zeigen, dass Wirbelgeneratoren, die quer zur Hauptströmung angestellt sind, effektiver wirken. Es werden großskaligere Strukturen erzeugt,

die Strömung mit hohem Impuls in Wandnähe befördern. Die Impulsverteilung ist direkt nach Öffnung des Pulsventils mit der Strömung bei kontinuierlicher Ausblasung vergleichbar. Die Vermischung der Strömung wird vor allem während des Öffnens und Schließens des Ventils angeregt.

Suzuki et al. [165] beschreiben die Interaktion der gepulsten Wirbelgenerator-Strömung mit der Grenzschicht an einer ebenen Platte. Die Autoren stellen anders als Johari u. Rixon [76] fest, dass der Längswirbel in der Phase der aktiven Ausblasung die gleiche Struktur ausbildet wie bei kontinuierlicher Ausblasung. Die Wandschubspannung nahe der Bohrung ist ebenfalls gleich verteilt. In der Pulspause schwimmt der Wirbel stromab. Die hohe Geschwindigkeit der Hauptströmung bewirkt auf der Abwindseite des Wirbels, an der eine vergleichsweise niedrige Geschwindigkeit herrscht, eine lokale Spitze in der Wandschubspannungsverteilung. Suzuki et al. [165] nennen den beschriebenen Effekt „Sweep“-Mechanismus. Ortmanns et al. [130] zeigen, dass die gemittelten Mischungslängen von kontinuierlicher und gepulster Ausblasung unterschiedlich sind. Außerdem variiert der Impulseintrag abhängig vom Abstand des Wirbels zur Bohrung.

Im Weiteren werden die Literaturstellen beschrieben, bei denen Effekte zur Ablöseblase oder zum Verlustkoeffizienten untersucht werden. McManus et al. [117] zeigen eine der ersten Arbeiten zu gepulsten pneumatischen Wirbelgeneratoren: Das Ablösen der Grenzschichtströmung kann durch das Pulsen für einen bestimmten Anstellwinkelbereich verzögert werden. Bei niedrigen Anstellwinkeln verzögert eine höhere Beschleunigung an der Vorderkante des Profils das Ablösen. Es gibt die Einschränkung, dass die Effektivität von der Ausblasrate und dem Massenstrom abhängt. McManus et al. [117] führen hierzu aus, dass ein niedriger Ausblas-Massenstrom durch eine Verringerung der Pulsbreite erreicht werden kann.

Hansen u. Bons [59] vergleichen eine kontinuierliche und gepulste Strömung an einer ebenen Platte mit und ohne Druckgradient. Außerdem werden Bohrungswinkel normal und angestellt zur Hauptströmungsrichtung verglichen. Im gepulsten Fall mit Druckgradient wird festgestellt, dass der zyklisch gemittelte Verlustkoeffizient für beide Winkelanstellungen nahezu gleich ist, jedoch reduziert sich die Effektivität gegenüber kontinuierlicher Ausblasung. Postl et al. [136] ermitteln die Pulsfrequenz, anhand der Schwingungsfrequenz einer Ablöseblase, um die Größe dieser zu reduzieren. Mit der Schwingungsfrequenz der instationären Ablösung, zwei höher harmonischen und zwei sub-harmonischen Frequenzen wird die Wirbelgenerator-Strömung gepulst. Die Strömung legt deutlich weiter stromauf an, solange nicht die höher harmonischen Frequenzen zum Pulsen verwendet werden.

An NDT-Profilen berichten alle Literaturstellen in Tabelle 2.1 von der erfolgreichen Reduktion der Ablösungsgröße. Bons et al. [14] zeigen, dass der Verlustkoeffizient ξ bei Nachlaufmessungen um 60 % reduziert werden kann, wobei bei gepulsten Wirbelgeneratoren ein geringerer Massenstrom als bei kontinuierlicher Ausblasung verwendet wird. Bons et al. [15], Volino [175], Bons et al. [12], Volino et al. [176], Mack et al. [111] zeigen Verringerungen der Verlustkoeffizienten durch gepulste, pneumatische Wirbelgeneratoren. Auch Bons et al.

[15] berichten von einer Verringerung bei Nachlaufmessungen der Verluste um 60 %. Mit dieser Messmethode können Mack et al. [111] eine Verringerung der Verluste von 55 % feststellen. Volino et al. [176] stellen eine Auftriebsverbesserung von 20 % und eine Verringerung des Totdruckverlusts um 60 % fest.

Die meisten Literaturstellen zeigen, dass der Einsatz von pneumatischen Wirbelgeneratoren erfolgreich sein kann. Diese Erfolge beschränken sich in der Regel auf bestimmte Strömungsbedingungen und Ausblasraten und können unter geänderten Bedingungen auch zu Verlusten führen. Dieser Aspekt muss beim Einsatz pneumatischer Wirbelgeneratoren beachtet und Betriebsparameter sorgfältig untersucht werden. Ein wichtiger Einflussparameter der Wirbelgeneratoren ist der Bohrungswinkel. Sobald Wirbelgeneratoren an einer Turbinenkaskade untersucht werden, ist die Variation der Bohrungswinkel mit einem Austausch der Beschaukelung verbunden. Eine Bohrungsverstellvorrichtung ist aus Platzmangel in der Regel nicht umzusetzen. In den Anwendungsfällen mit Turbinenmodell wird daher keine Winkelvariation untersucht.

In dieser Arbeit werden gepulste Wirbelgeneratoren im Gegensatz zu den Literaturstellen in Tabelle 2.1 an einer Hochdruckturbinenschaufel untersucht. Bei Niederdruckturbinen soll in der Regel das Problem der Hinterkantenablösung bei niedrigen Reynoldszahlen durch die Wirbelgeneratoren behoben werden. Hinterkantenablösungen spielen bei den in dieser Arbeit untersuchten Reynoldszahlen keine Rolle. In der verwendeten Turbinenkaskade entsteht auf der Saugseite durch einen einfallenden Stoß eine Ablöseblase. Die Ausdehnung der Ablöseblase soll durch den Einsatz der gepulsten Wirbelgeneratoren verringert werden, um Strömungsverluste zu reduzieren. McManus et al. [117] stellen fest, dass durch Verringerung der Pulsbreite die beste Ablösekontrolle erzielt wird. Zusätzlich kann der hohe Impulseintrag, wie Ortmanns u. Kähler [129] beschreiben, zu einer Verkleinerung der Ablöseblase und Absenkung des Verlustkoeffizienten führen.

2.6. Stoß–Grenzschicht–Interaktion

Übersicht

Die Stoß–Grenzschicht–Interaktion umfasst eine Bandbreite an Aspekten, die in den verschiedenen Anwendungsfällen auftreten können. Zusammenfassende Literatur zu Stoß–Grenzschicht–Interaktion (SGI) ist in Dolling [35] und Babinsky u. Harvey [6] zu finden. In dieser Arbeit wird auf die relevanten Aspekte der Stoß–Grenzschicht–Interaktion für die Turbinaerodynamik eingegangen. Es treten bei der Untersuchung normale Stöße ohne Ablösung und schräg einfallende Stöße auf, die zur Ablösung der Grenzschicht führen können.

Ein Stoß erstreckt sich über eine sehr kurze Region [3]. Hierdurch werden einige Strömungsparameter stark verändert. Je nach Strömungsgeschwindigkeit tritt der Stoß normal zur Strömungsrichtung oder mit einer Neigung auf. Bei letzterem wird häufig die Bezeichnung

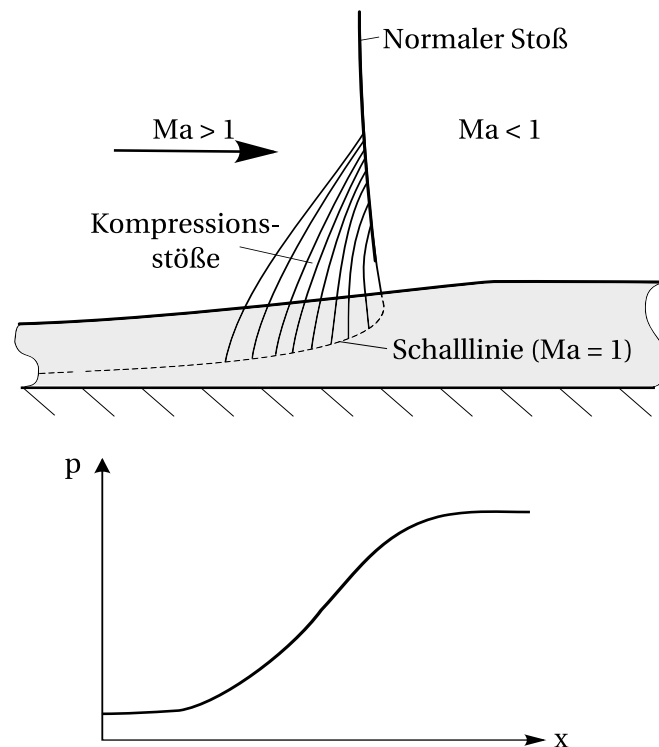


Abbildung 2.3.: Normaler Stoß ohne Ablösung, nach Babinsky u. Harvey [6]

schräg verwendet. Die Änderungen der Strömungsgrößen betreffen Druck p , Temperatur T , Geschwindigkeit u , Dichte ρ und Entropie s . Die Geschwindigkeit wird verzögert, bei einem normalen Stoß auf eine Machzahl unter eins. Die statischen Größen Druck, Dichte, Temperatur und Entropie erhöhen sich hingegen durch einen Stoß.

Normaler Stoß ohne Ablösung

Eine schematische Darstellung eines normalen Stoßes, der mit der Grenzschicht interagiert, diese jedoch nicht ablöst, ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Darunter ist eine exemplarische Druckverteilung skizziert. Die Strömungsgeschwindigkeit stromauf des normalen Stoßes ist supersonisch und stromab subsonisch. Die Schalllinie verläuft außerhalb der Grenzschicht normal zur Wand und neigt sich innerhalb der Grenzschicht parallel zur Wand. Innerhalb der Grenzschicht verläuft die Schalllinie stromauf. Somit ist der wandnahe Teil der Grenzschicht stromauf des normalen Stoßes subsonisch und Druckinformationen können stromauf getragen werden. Die Grenzschicht beginnt vor dem Stoß aufzudicken und die Stromlinienkrümmung erzeugt Kompressionsstöße. Sie reduzieren die Strömungsgeschwindigkeit stromauf des normalen Stoßes in der Grenzschicht und reduzieren als Resultat die Stoßstärke.

Durch die Kompressionsstöße findet der Druckanstieg nicht sprungartig statt, sondern verläuft über einen breiteren Bereich in Strömungsrichtung. Durch die Kompressionsstöße wird der normale Stoß außerdem am Grenzschichttrand leicht stromab abgelenkt [6].

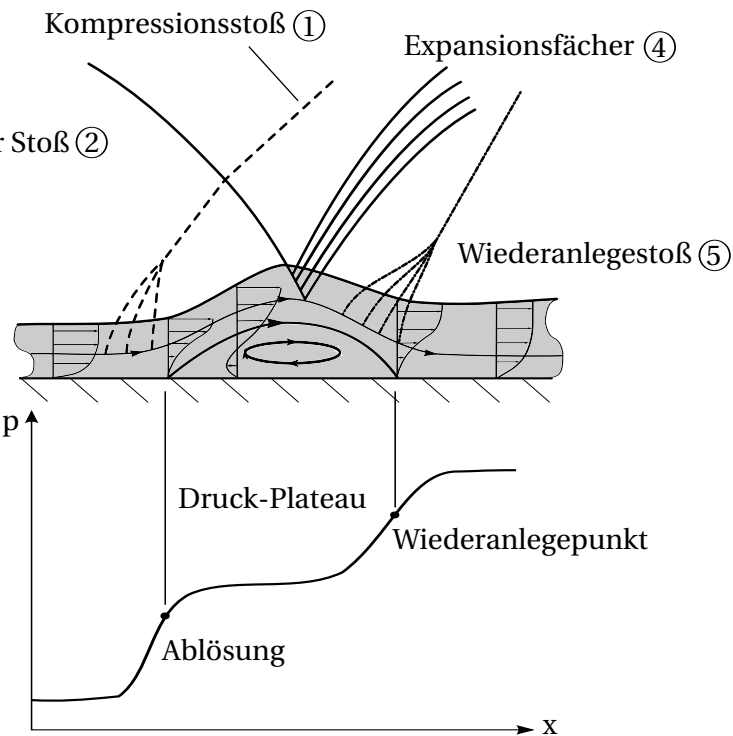


Abbildung 2.4.: Stoß–Grenzschicht–Interaktion bei einfallendem Stoß und Druckverteilung, nach Babinsky u. Harvey [6]

Ablöseblase bei einfallendem Stoß

In einer Turbinenkaskade² wird die Strömung in der Passage durch die Düsenform stark beschleunigt. Bei hohen subsonischen Abström-Machzahlen können in der Passage supersonische Machzahlen auftreten. Es bildet sich an der Profil-Hinterkante ein Stoß, welcher auf die Saugseite des benachbarten Turbinenprofils einfällt [56, 157].

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.4 eine Skizze der Stoß–Grenzschicht–Interaktion bei einfallendem Stoß und eine Schlierenaufnahme in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Hinterkante der benachbarten Schaufel befindet sich bei ⑥. Der einfallende Stoß ② ruft an der Saugseite der benachbarten Schaufel eine Ablösung bei ③ hervor, da die Grenzschicht den Druckanstieg nicht überwinden kann. Unter dem Reflektionspunkt des einfallenden Stoßes bildet sich die Ablösung.

Der einfallende Stoß durchdringt die abgelöste, viskose Strömung. Die Reflektion des Stoßes wird durch das nahezu konstante Drucklevel der Ablöseblase als Expansionsfächer ④ abgestrahlt. Dies bewirkt eine Ablenkung der Stromlinien hin zur Wand, womit das Wiederaanlegen beginnt. Das Wiederaanlegen ist begleitet von vermehrt auftretenden Kompressionsstößen, welche sich zu einem sogenannten Wiederanlegestoß ⑤ zusammenfügen. Auch am Beginn der Ablöseblase verursacht die Ablenkung der Stromlinien am Grenzschichtrand Kompressionsstöße, die sich zu einem Ablösestoß ① vereinen. Der Ablösestoß schneidet den

²Gilt für Reaktionsturbinen und nicht für Impulsturbinen.

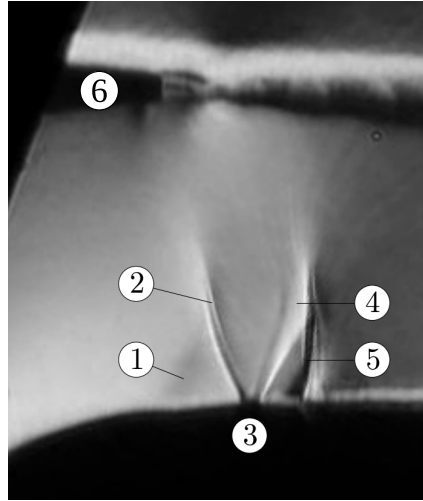


Abbildung 2.5.: Ausschnitt der Passage mit Stoß–Grenzschicht–Interaktion einer Schlieren-aufnahme bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0\%$ [132]

einfallenden Stoß und bewirkt eine Ablenkung des Einfallwinkels.

Im unteren Teil von Abbildung 2.4 ist eine exemplarische Druckverteilung zu diesem Strömungsvorgang dargestellt. Entlang der Ablöseblase stellt sich ein konstantes Drucklevel ein, das sogenannte Druckplateau. Stromauf des Druckplateaus bewirkt der Ablösestoß ① einen positiven Druckgradienten. Das Wiederanlegen wird von einem zweiten positiven Druckgradienten begleitet. Das voll angelegte turbulente Geschwindigkeitsprofil bildet sich erst weiter stromab aus.

2.7. Grenzschichttransition

Übersicht

Als Transition wird der Übergang der Grenzschicht von einem laminaren in einen turbulenten Zustand bezeichnet. Die laminare Grenzschicht zeichnet sich durch einen geringeren Impulsaustausch der Fluidteilchen quer zur Strömungsrichtung aus. In einer turbulenten Grenzschicht treten unregelmäßige Querbewegungen auf, die einen erhöhten Impuls- und Masseaustausch bewirken. Dieses unterschiedliche Verhalten der laminaren und turbulenten Grenzschicht wirkt sich auf die Wandschubspannung τ_w aus (Schlichting u. Gersten [147]):

$$\tau_w(x) = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \approx \mu \frac{U_\infty}{\delta}. \quad (2.11)$$

Die Grenzschichtdicke δ ist invers proportional zur Wandschubspannung. Die Wandschubspannung ergibt sich aus der Viskosität μ und durch den Geschwindigkeitsgradienten an der Wand. Die Wandschubspannung wird in der Regel über den Reibbeiwert c_f angegeben:

$$c_f = \frac{\tau_w(x)}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2}. \quad (2.12)$$

Zur Normierung wird der Staudruck $q = \rho/2 U_\infty^2$ verwendet. Da die laminare Grenzschicht im Allgemeinen ein weniger fülliges Geschwindigkeitsprofil aufweist $(\partial u / \partial y)_{w, \text{lam}} < (\partial u / \partial y)_{w, \text{turb}}$, kann die Wandschubspannung genutzt werden um den Grenzschichtzustand zu identifizieren [82, 138, 124, 29, 133]. Es muss jedoch die Abhängigkeit der Wandschubspannung vom Druckgradienten in Strömungsrichtung beachtet werden, da dieser den Geschwindigkeitsgradienten an der Wand $(\partial u / \partial y)_w$ beeinflusst.

Die Transition kann durch den Intermittenzfaktor γ beschrieben werden. Nach Schlichting u. Gersten [147] ist der Intermittenzfaktor eine Größe zwischen $\gamma = 0$ und 1 und gibt den Bruchteil der Zeit an, wie lange an einer bestimmten Stelle die Strömung turbulent ist. Wird der Intermittenzfaktor mit $\gamma = 0$ angegeben, ist die Grenzschicht laminar und bei $\gamma = 1$ ist diese vollständig turbulent.

Der Vorteil einer laminaren Grenzschicht im Bereich der Turbomaschinen liegt im niedrigen Wärmeübergang gegenüber der turbulenten Grenzschicht. Dies ist ein bedeutender Punkt für die Hockdruckturbine, da besonders hohe Temperaturen in der Strömung durch die Brennkammer auftreten. Ein turbulentes Wiederanlegen nach einer Grenzschichtablösung ergibt einen höheren Rückgewinnungsdruck und Wärmeübergangsspitzen [147, 6].

Eine große Anzahl an Faktoren hat Einfluss auf das Einsetzen des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags: Reynoldszahl, Kompressibilität, Turbulenzgrad, Stöße, Druckgradient, Oberflächenkrümmung, Grenzschichtentwicklung stromauf, Oberflächenrauheit, Stromlinienkrümmung, Dreidimensionalität der Hauptströmung, Ausblasung, Absaugung, akustische Störungen und Wärmeübertragung [92, 115, 147].

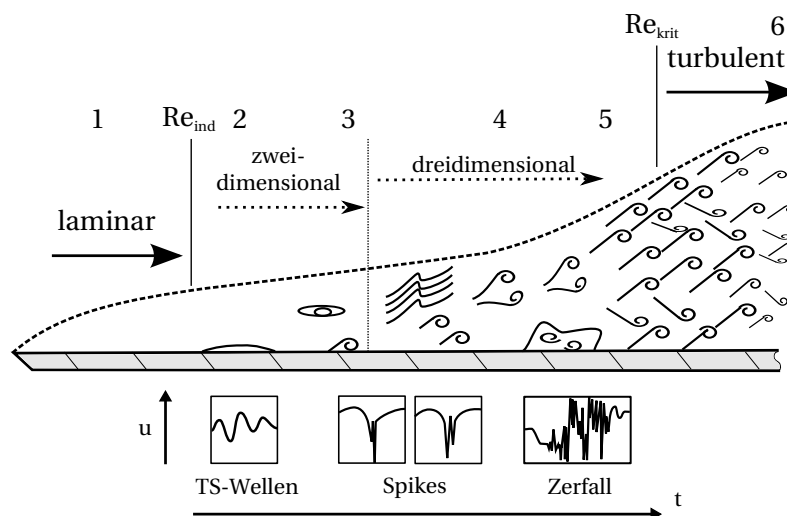


Abbildung 2.6.: Grenzschicht Transition, nach Schlichting u. Gersten [147]

Natürliche Transition

Schlichting u. Gersten [147] untergliedern die natürliche Transition in verschiedene Stufen. Abbildung 2.6 zeigt den natürlichen Transitionsprozess an einer ebenen Platte bei kleinen Turbulenzgraden. Es sind zusätzlich die Geschwindigkeitsfluktuationen dargestellt, wie sie sich z. B. in einer Heißfilmmessung darstellen [126]. Die verschiedenen Stufen enthalten die stabile, laminare Strömung (1), die Bildung und Entstehung von instabilen Tollmien-Schlichting-Wellen (2), dreidimensionale Wellen und Wirbelbildung (3), Wirbelzerfall (4) und die Bildung von Turbulenzflecken (5). Zuletzt bildet sich die voll turbulente Grenzschicht aus (6). Erste angefachte Störungen (2) bilden sich, sobald die Indifferenz-Reynoldszahl (Re_{ind}) erreicht ist. Der Punkt an dem die Grenzschicht voll turbulent ist, wird über die kritische Reynoldszahl beschrieben:

$$Re_{x, krit} = \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)_{krit}. \quad (2.13)$$

Theoretische Berechnungen zur Bestimmung der Indifferenz-Reynoldszahl Re_{ind} werden mittels der Stabilitätstheorie durchgeführt. Der Grundstein für die Stabilitätstheorie wurde durch O. Reynolds im Jahr 1894 gelegt. Nach Reynolds wird eine Laminarströmung bei einer bestimmten Lauflänge instabil und die Grenzschicht schlägt in den vollturbulenten Zustand um. Diese Grenze ist durch die Indifferenz-Reynoldszahl Re_{ind} [147] gegeben. Es dauerte einige Jahrzehnte, bis die theoretische Berechnung von Re_{ind} durch W. Tollmien und H. Schlichting in den 1930er Jahren erfolgreich durchgeführt wurde. Der experimentelle Nachweis, dass der vorausgesagte Instabilitätsmechanismus existiert, erfolgte durch die Gruppe um H.L. Dryden etwa zehn Jahre später [147].

Die Grenzschicht kann näherungsweise als Schichtenströmung angesehen werden, da die Abhängigkeit der Grundströmung U von der Längskoordinate x um ein Vielfaches geringer ist als von der Querkordinate y . Die Strömung wird durch das Druckgefälle $\partial P / \partial x$ bestimmt. Somit definiert sich die Grundströmung über [147]

$$U(y), \quad V = W = 0, \quad P(x, y). \quad (2.14)$$

Im Folgenden wird die von Criminale et al. [26] verwendete Notation angegeben, wobei eine Schwankungsgröße durch eine Tilde statt einem Hochstrich bezeichnet wird. Dies erleichtert die Formulierung der Orr–Sommerfeld–Gleichung. Bei Überlagerung der Grundströmung (U, V, W, P) mit einer zweidimensionalen, zeitabhängigen Störungsbewegung ($\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{p}$) ergibt sich für die Geschwindigkeitskomponenten und den Druck

$$u = U(y) + \tilde{u}(x, y, t), \quad v = \tilde{v}(x, y, t), \quad w = 0, \quad p = P(x) + \tilde{p}(x, y, t). \quad (2.15)$$

Hierbei erfolgt die Betrachtung dimensionslos, wobei als Bezugsgrößen eine Referenzlänge l_{ref} und die Geschwindigkeit U_{ref} verwendet werden. Für den Druck wird ein Bezugsdruck $p_{ref} = p/(\rho U_{ref}^2)$ und für die Zeitskala $t_{ref} = l_{ref}/U_{ref}$ verwendet. In dimensionsloser Form ergibt sich für die Navier–Stokes–Gleichungen [26]:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = Re^{-1} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = Re^{-1} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right). \quad (2.18)$$

Die gestörte Grundströmung (Gleichung 2.15) ist eine Lösung der Navier–Stokes–Gleichungen, ebenso erfüllt die Grundströmung (Gleichung 2.14) die Navier–Stokes–Gleichungen. Werden die Ansätze aus Gleichung 2.15 in die Navier–Stokes–Gleichungen eingesetzt und die Navier–Stokes–Gleichungen für die Grundströmung abgezogen, ergeben sich die nicht–linearen Störgleichungen [26]:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + U \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \left(\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) = Re^{-1} \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right), \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + U \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} + \left(\tilde{u} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right) = Re^{-1} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial y^2} \right). \quad (2.21)$$

Bei den nicht–linearen Störgleichungen sind die eingeklammerten Ausdrücke auf der linken Seite der nichtlineare Anteil. Um die linearisierten Störgleichungen zu erhalten, wird die Annahme getroffen, dass das Produkt aus kleiner Schwankung und der Ableitung einer Schwankung vernachlässigbar klein ist. Die linearisierten Störgleichungen sind [26]:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = 0. \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + U \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = Re^{-1} \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right). \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + U \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} = Re^{-1} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial y^2} \right). \quad (2.24)$$

Durch Ableiten der Impulserhaltungsgleichungen (Gleichung 2.23 und 2.24) und unter Verwendung der Massenerhaltungsgleichung (Gleichung 2.22) ist es möglich eine einzelne Differentialgleichung für die Schwankungsgeschwindigkeit \tilde{v} anzugeben:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \tilde{v} - U'' \tilde{v}_x = Re^{-1} \nabla^4 \tilde{v}. \quad (2.25)$$

Hierbei meint ∂_x eine partielle Ableitung nach x und ∂_y nach y . Der Laplace-Operator ∇^2 ist dementsprechend $\partial_{xx} + \partial_{yy}$. Ein Hochstrich meint eine Ableitung nach y . Der biharmonische Operator kürzt folgenden Ausdruck ab: $\nabla^4 = \nabla^2 \cdot \nabla^2 = \partial_{xxxx} + \partial_{xxyy} + \partial_{yyyy}$. Um Gleichung 2.25 zu lösen, wird folgender Ansatz gewählt [26]:

$$\tilde{v} = \mathbf{v}(y) e^{i(\alpha x + \omega t)} = \mathbf{v}(y) e^{i\alpha(x + ct)}, \quad (2.26)$$

wobei gilt:

$$\omega = \omega_r + i\omega_i, \quad (2.27)$$

$$\omega_r = \alpha_r c_r - \alpha_i c_i, \quad (2.28)$$

$$\omega_i = \alpha_r c_i + \alpha_i c_r. \quad (2.29)$$

Die Amplitude $\mathbf{v}(y)$ ist hierbei komplexwertig, α ist die Wellenzahl in x -Richtung, c die Wellengeschwindigkeit und ω die Frequenz. Wird der Ansatz aus Gleichung 2.26 in die Differentialgleichung der Schwankungsgeschwindigkeit eingesetzt, erhält man die Orr-Sommerfeld-Gleichung [26]:

$$(U - c) (\mathbf{v}'' - \alpha^2 \mathbf{v}) - U'' \mathbf{v} = (i\alpha Re)^{-1} (\mathbf{v}'''' - 2\alpha^2 \mathbf{v}'' + \alpha^4 \mathbf{v}). \quad (2.30)$$

Unter Verwendung passender Randbedingungen kann die Orr-Sommerfeld-Gleichung numerisch gelöst werden. Bei der räumlichen Stabilitätstheorie wird angenommen, dass sich eine Störung bei einer festen Frequenz räumlich und nicht zeitlich ausbreitet. Hierbei wird α der zu bestimmende Eigenwert, $\omega_i = 0$ und ω_r werden vorgegeben. Der andere Lösungsansatz ist die zeitliche Stabilitätstheorie. Die Störung breitet sich hierbei zeitlich und nicht räumlich aus, dabei wird ω der unbekannte Eigenwert, $\alpha_i = 0$ und α_r werden vorgegeben [26].

Der Eigenwert gibt Aufschluss über die Dämpfung, bzw. Anfachung der Störung \tilde{v} . Bei einer Anfachung bilden sich die Störungen zu Tollmien-Schlichting-Instabilitäten aus (Abbil-

dung 2.6 (2)). Der vollständige Prozess der natürlichen Transition vollzieht sich bei niedrigem Turbulenzgrad der Hauptströmung relativ langsam und ist anfällig für jegliche Art von äußerer Störung [33]. Grenzschichten in Turbomaschinen sind hohen Turbulenzgraden ausgesetzt, die die Bildung von Tollmien–Schlichting–Instabilitäten beschleunigen. Hierdurch wird der Transitionsprozess weniger anfällig für andere äußere Störungen neben dem Turbulenzgrad. Dies begünstigt den Einsatz von Vereinfachungen und Korrelationen bei der Berechnung der Transition [33].

Bypass–Transition

In einer starken Störumgebung können die ersten Stufen des natürlichen Transitionsprozesses übersprungen werden, wobei die Instabilitätsmechanismen der Tollmien–Schlichting–Wellen nicht durchlaufen werden. In diesem Fall wird von Bypass–Transition gesprochen [33, 116]. Die Störungen können hierbei z.B. hohe Turbulenzgrade der Außenströmung (über 0,5 % – 1 %) sein. Bei der Bypass–Transition entstehen in Strömungsrichtung im wandnahen Teil der laminaren Grenzschicht längliche Strukturen, die Klebanoff–Störungen genannt werden [33]. Deren Wellenlängen haben die gleiche Größe wie die Grenzschichtdicke und werden lediglich durch niedrige Störfrequenzen beeinflusst, da hohe Frequenzen durch die laminare Grenzschicht gedämpft werden. Die Klebanoff–Störungen wachsen in Strömungsrichtung in Länge und Amplitude und verursachen Turbulenzflecken. Dieser Prozess vollzieht sich schneller als bei der natürlichen Transition mit Tollmien–Schlichting–Wellen [33].

Ablösungsinduzierte Transition und transitionelle Stoß-Grenzschicht-Interaktionen

Löst die Strömung ab, kann Transition entlang der Ablöseblase auftreten. Mayle [116] führt dazu aus, dass ablösungsinduzierte Transition vor allem in Gasturbinen in Hochgeschwindigkeitsregionen auftreten kann. Ablösungen und der damit verbundene Transitionsprozess finden nahe der Vorderkante, auf der Druckseite oder auf der Saugseite nahe dem Druckminimum statt.

Nach Dick u. Kubacki [33] wird die Transition durch nicht-viskose Kelvin–Helmholtz–Instabilitäten der laminaren freien Scherschicht verursacht. Hierbei entstehen Längswirbel, die sich bei bestimmten Wellenlängen gruppieren. Dies ist vergleichbar mit dem Verhalten der Tollmien–Schlichting–Wellen bei natürlicher Transition in einer angelegten Grenzschicht. Die Längswirbel sind anfällig für spannweitige Störungen und zerfallen, wodurch die turbulente Grenzschicht entsteht. Dieser Prozess ist bei niedrigem Turbulenzgrad der Außenströmung sehr sensitiv gegenüber Störungen wie z.B. einfallenden Stößen.

Bei niedrigen oder mittleren Turbulenzgraden können stromauf entstandene Tollmien–Schlichting–Wellen und Kelvin–Helmholtz–Instabilitäten gleichzeitig auftreten. Ähnlich wie bei der natürlichen Transition wird der Instabilitätsmechanismus stabil gegenüber anderen Störeinflüssen in der Außenströmung bei höherem Turbulenzgrad. Bei ausreichend hohen

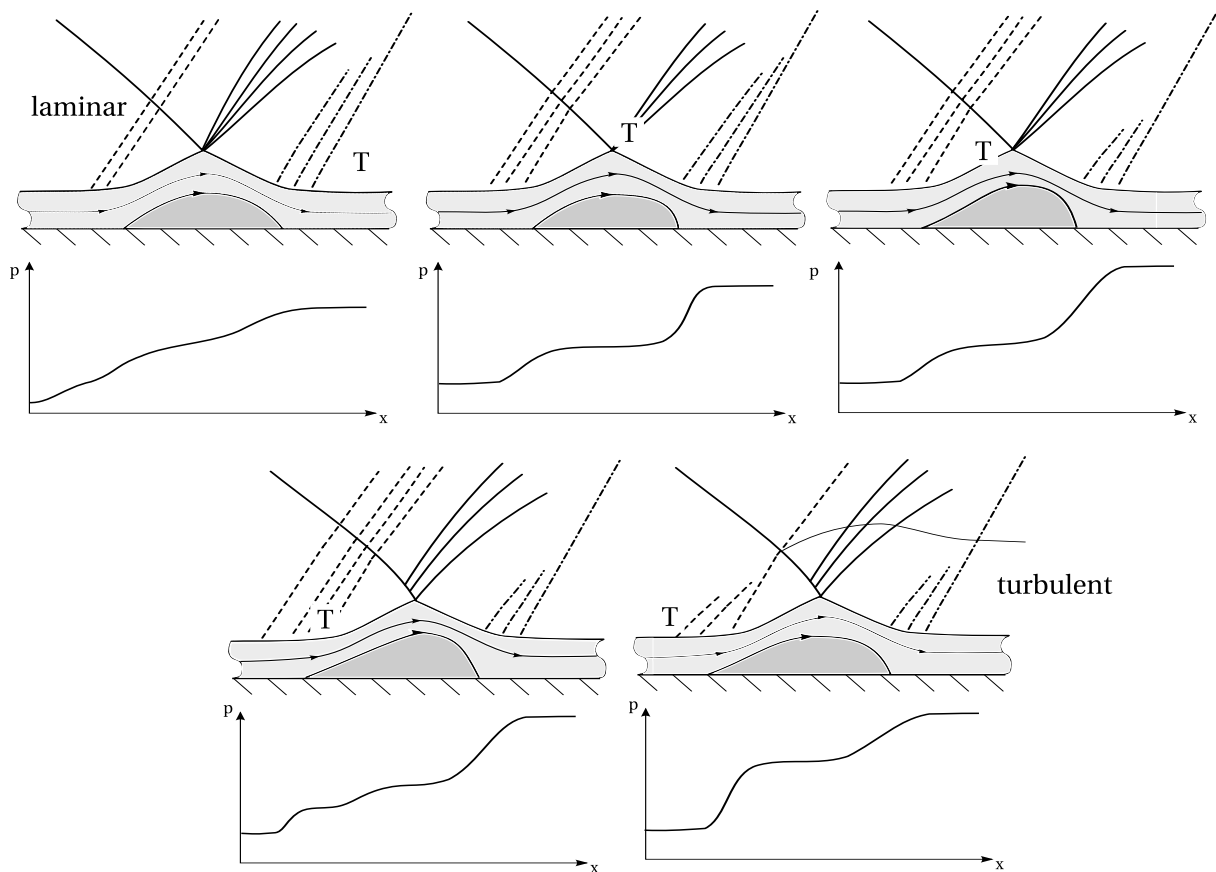


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der Transitionsposition (T) bei stoßinduzierter Grenzschichtablösung, nach Babinsky u. Harvey [6].

Turbulenzgraden ist es möglich, dass wie bei der natürlichen Transition die Kelvin–Helmholtz–Instabilitäten übersprungen werden. Der Transitionsprozess muss am Wiederanlegepunkt nicht abgeschlossen sein. Die meisten Erkenntnisse stammen hierbei aus experimentellen Untersuchungen und Large–Eddy bzw. direkten numerischen Simulationen (LES bzw. DNS) [33].

Bei hohen Reynoldszahlen in einer Turbine wird die Ablöseblase häufig durch einen einfallenden Stoß verursacht. Ein Stoß stellt eine äußere Störung in Form eines Drucksprungs dar, der den Transitionsprozess erheblich beeinflussen und beschleunigen kann. Babinsky u. Harvey [6] schreiben, dass ablösungsinduzierte Transition mit Stoß–Interaktion bisher experimentell untersucht, das Verständnis für die physikalischen Vorgänge jedoch weit entfernt davon ist, vollständig zu sein.

Gadd [50], Gadd et al. [51] und Chapman et al. [23] zeigen den Einfluss der Transitionslage auf die SGI und stellen die Auswirkungen in Schlierenabbildungen und gemessenen Druckverteilungen an einer ebenen Platte dar. Babinsky u. Harvey [6] präsentieren eine Aufbereitung der Reynoldszahlstudie von Gadd et al. [51] bei einfallendem schrägen Stoß in hypersonischer Strömung. Diese wird in Abbildung 2.7 gezeigt. Es werden die verschiedenen Transitionslagen (T) von voll laminarer Stoß–Grenzschicht–Interaktion, Wandern der Transition stromauf

durch die Interaktionsregion, bis hin zu einer voll turbulenten Stoß–Grenzschicht–Interaktion dargestellt.

Die Stoßstärke ist konstant und die Wanderung des Transitionsortes wird durch eine Erhöhung der Reynoldszahl Re bewirkt. Im Vergleich zur voll laminaren Stoß–Grenzschicht–Interaktion steigen der statische Druck und der Wärmeübergang stromab der SGI, sobald die Transition in die Interaktionsregion wandert. Ab diesem Punkt sinkt die Ausdehnung der Ablösung mit steigender Reynoldszahl. Sobald die Transition stromauf der Interaktionsregion stattfindet, ist es möglich, dass sich keine Ablösung bildet, da die Stoßstärke nicht ausreicht, um die Grenzschicht abzulösen.

Relaminarisierung

Eine Relaminarisierung kann durch hohe Beschleunigungen hervorgerufen werden. Hierbei wird eine turbulente Grenzschicht durch Beschleunigung in den laminaren Zustand zurückgeführt. Erste systematische Untersuchungen werden von Launder [101, 102] beschrieben. Sreenivasan [162] gibt an, dass bei Erreichen des Beschleunigungsparameters

$$K \equiv \frac{\nu}{U_\infty^2} \cdot \frac{dU_\infty}{dx} > 3,5 \cdot 10^{-6} \quad (2.31)$$

Relaminarisierung einsetzt. Auch Launder [101] und Back u. Seban [7] schlagen diesen Wert vor. An einem Turbinenprofil können starke Beschleunigungen im Bereich der Profilnase und auf der Saugseite auftreten. Gerade in diesem Bereich kann die Beschleunigung zu einer Stabilisierung der laminaren Grenzschicht oder ggf. einer Relaminarisierung führen.

3. Methoden

3.1. Experimentelle Untersuchungen

3.1.1. Turbinenmodelle

Die Profilgeometrie einer Turbinenschaufel wurde im Rahmen des EU-Projektes TFAST von RollsRoyce¹ entworfen. Ausgangsgeometrie ist eine Hochdruck-Statorschaukel, die in einem kommerziellen Triebwerk verbaut ist. Leitkonzept der Ausgangsgeometrie ist die Verringerung der Gesamtmasse des Triebwerks. Um das Gewicht zu senken, sollen weniger Schaufeln verwendet werden. Dadurch ergibt sich eine höhere Belastung für jede einzelne Schaufel. Die Profilgeometrie erhält eine längere Sehnenlänge und einen hohen Abströmwinkel.

Die Profilgeometrie, die in dieser Arbeit Verwendung findet, wurde von RollsRoyce abgeändert, um zusätzlich eine Stabilisierung der Grenzschicht zu erreichen. Da bei den Untersuchungen der Fokus auf dem Einfluss der Wirbelgeneratoren liegt, sind Endwandeinflüsse (vgl. Abschnitt 2.4) beim Entwurf vernachlässigt worden. Die Schaufel besitzt in spannweitisger Richtung eine gleichbleibende Profilgeometrie und die Untersuchungen konzentrieren sich auf den Mittenschnitt.

Die Profilgeometrie wird in drei verschiedenen Konfigurationen untersucht. Die Geometrie der einzelnen Konfigurationen ist gleich. Der Unterschied liegt in der Anzahl der Ausblasbohrungen. In Abbildung 3.1 sind die Querschnitte der Schaufeln dargestellt.

Die Fläche der Kavitäten in Abbildung 3.1(b) und 3.1(d) ist in weiß zu erkennen. Zusätzlich sind die Ausblasbohrungen dargestellt. Die blaue Fläche zeigt den Eintritt des zugeführten Massentroms in die Kavität. In jeder Kavität wird der Totaldruck mit einer Pitot-Sonde in der Mitte der Kavität gemessen. Die Position dieser Drucksonde ist als schwarzer Punkt innerhalb der Kavitäten eingezeichnet.

Basis- und Filmkühlschaufel

Die Basisschaufel hat keine Ausblasbohrungen (vgl. Abbildung 3.1(a)). Sie dient zur Darstellung des Strömungsbildes dieses Profils. Aus proprietären Gründen ist die Geometrie des Ausgangsprofils der Basisschaufel nicht veröffentlicht. Die Modifikation der Schaufelpassage hat das Ziel, die Strömung bis zum engsten Querschnitt laminar zu halten. Für die Modifikation von RollsRoyce werden der Beschleunigungsparameter K (Gleichung 2.31) [116, 16, 135]

¹Rolls-Royce Deutschland Ltd & Co KG

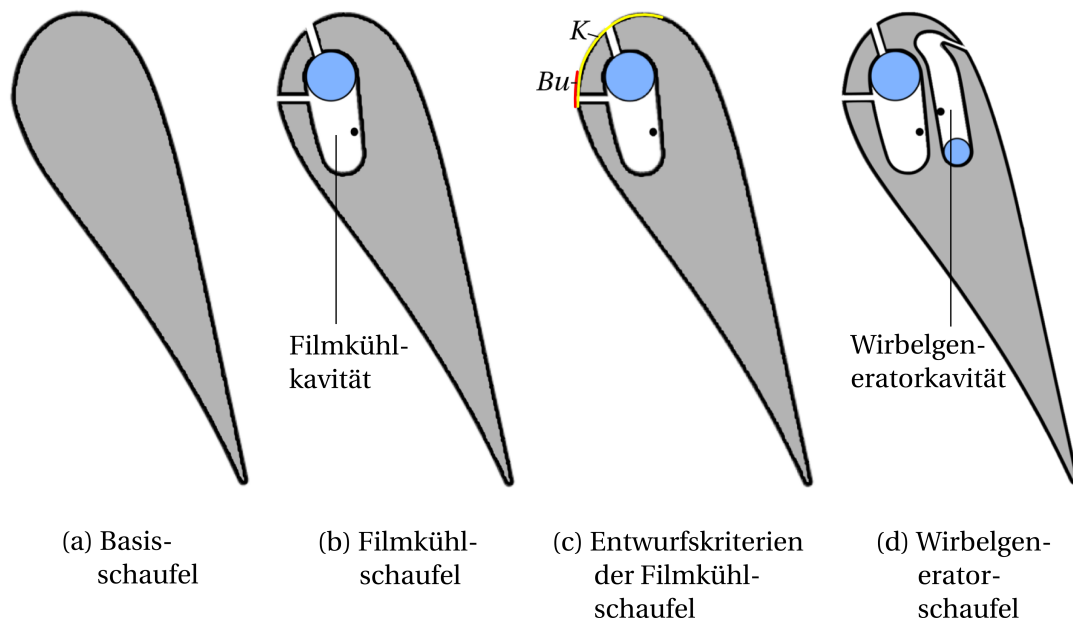


Abbildung 3.1.: Schaufeltypen

und der Buri-Parameter Bu [20, 159, 145, 69] verwendet:

$$Bu = Re_\theta^{\frac{5}{4}} K. \quad (3.1)$$

Der Buri-Parameter ist dem Pohlhausen-Parameter [69] ähnlich. Er dient zur Abschätzung des Grenzschichtzustandes. Nach Hourmouziadis [69] wächst die Grenzschichtdicke bei $Bu = 0,0038$ nicht weiter an und bei $Bu = 0,005$ bleibt die Reynoldszahl konstant.

Einige Schaufelparameter wurden von RollsRoyce manuell angepasst und Gebiete auf der Schaufel definiert, an denen beide Parameter zur Bewertung der Strömung verwendet werden (vgl. Abbildung 3.1(c)). Im Beschleunigungsgebiet (gelb) wird der Wert $K = 3,5 \cdot 10^{-6}$ überschritten [34]. Die Beschleunigung stabilisiert die Grenzschicht gegen Tollmien-Schlichting-Instabilitäten. Der niedrige Reibungswiderstand der laminaren Grenzschicht verringert den Verlustkoeffizienten des Profils.

Bei der Filmkühlschaufel ist eine Kühlreihe im Bereich der beschleunigten Strömung platziert. Als zweites Kriterium für den Entwurf der Filmkühlbohrungen wird das Buri-Kriterium nach Gleichung 3.1 verwendet. Ein Buri-Wert von $Bu = 0,005$ soll überschritten werden [70]. In der roten Region (vgl. Abbildung 3.1(c)) wird eine weitere Filmkühlreihe eingesetzt, die sich im Staupunkt an der Profilnase befindet. Beide Filmkühlreihen sind bis auf den Bohrungswinkel identisch aufgebaut. Die Parameter der Filmkühlbohrungen sind im Anhang in Tabelle A.2 aufgelistet. Damit sich die Strömung in den Bohrungen vollständig entwickeln kann, wird das Verhältnis Bohrungslänge zu Durchmesser $l/\Phi \approx 5$ gewählt, wie bei Lutum u. Johnson [109], Jung [80], Burd u. Simon [19] empfohlen.

Um die Stromdichte der Ausblasbohrungen zu bestimmen², wird für den Totaldruck p_0 der in der Kavität gemessene Totaldruck in Gleichung 2.3 eingesetzt. Für den statischen Druck p wird der statische Druck auf der Schaufeloberfläche verwendet. Bei der Filmkühlmessung kann der statische Druck auf der Schaufeloberfläche nicht aus dem Kavitätsdruck ohne Ausblasung bestimmt werden. Die Bohrungsreihen sind über die Kavität miteinander verbunden und es stellt sich ein mittlerer Druck über beide Bohrungen ein. Daher wird der Konturdruck jeder Ausblasreihe aus Druckverteilungsmessungen interpoliert.

Der Ausblaskoeffizient wird zur Vorauslegung der Bohrungen über die Stromdichte bestimmt. Sobald die Messungen durchgeführt sind, kann der Ausblaskoeffizient c_m (Gleichung 2.1) aus den Messwerten bestimmt werden. Bei jeder Ausblasbohrung wird die Messung des Massenstroms über Walterblenden durchgeführt (siehe Abschnitt 3.1.3).

Ziel des Vorgehens bei der Messung ist, möglichst viele Einflussmechanismen auf die Transitionslage konstant zu halten. Bei der Fertigung der verschiedenen Gitterschaufeln ist der abschließende Fertigungsprozess identisch, um vergleichbare Oberflächenrauheit zwischen den Schaufeln zu erhalten.

Wirbelgeneratorschaufel

Vor dem engsten Querschnitt und damit vor der Stoß–Grenzschicht–Interaktion wird ein pneumatischer Wirbelgenerator (vgl. Abbildung 2.2 und 3.1(d)) bei $x/c_{ax} \approx 0,544$ eingesetzt. Der Wirbelgenerator erfüllt die Funktion eines Turbulators. Die Anordnung des pneumatischen Wirbelgenerators im Verhältnis zur Strömungsrichtung ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

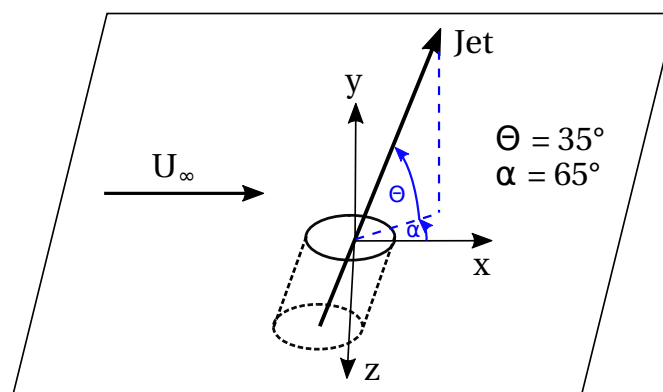


Abbildung 3.2.: Konfiguration pneumatischer Wirbelgenerator, nach Flaszyński u. Doerffer [46]

Der Winkel α weicht von Strömungsrichtung in Richtung Turbinenseitenwand ab. Der Bohrungswinkel Θ befindet sich zwischen Jet und Schaufeloberfläche. Flaszyński u. Szwaba [47] stellen in einer experimentellen Untersuchung fest, dass bei einer Winkelanstellung von $\alpha = 60^\circ$ und $\Theta = 30^\circ$ die Unterschiede zwischen minimalem und maximalem Druck des

²vgl. Abschnitt 2.3

Nachlaufs der untersuchten Wirbelgeneratoren größer sind als bei den untersuchten Vergleichskonfigurationen³. Durch die hohe Druckdifferenz wird die Wirbelstärke im Jet erhöht [47]. Die Geometrie des Wirbelgenerators dieser Arbeit basiert auf der Arbeit von Flaszyński u. Szwaba [47], wobei ein Austrittswinkel von $\alpha = 60^\circ$ und $\Theta = 30^\circ$ des pneumatischen Wirbelgenerators auf Grund der starken Oberflächenkrümmung im Beschleunigungsgebiet nicht erreicht werden. Durch die hohe Krümmung ist lediglich ein Θ -Winkel von 35° in der Fertigung möglich.

Szwaba u. Doerffer [166] testen pneumatische Wirbelgeneratoren zusammen mit Filmkühlbohrungen in einem Einzel-Passagenkanal. Der Bohrungsdurchmesser wird auf Basis dieser Untersuchungen entworfen. Der Wirbelgenerator-Durchmesser wird bei der Auslegung gleich der Grenzschichtdicke am Bohrungsaustritt gesetzt. Alle Parameter der angewendeten Wirbelgeneratoren sind im Anhang in Tabelle A.3 aufgelistet.

Die Ausblasung des Wirbelgenerators ist kontinuierlich und gepulst. Es sollen Pulsfrequenzen von $f = 100$ Hz erreicht werden. Als Pulseneratoren werden Mikro-Pneumatik Ventile eingesetzt [10]. Häufig wird die reduzierte Frequenz $F^+ = f \cdot c / U_\infty$ verwendet. Mit diesem Parameter wird das Pulsen gezielt auf die Instationaritäten der Strömung eingestellt. In den Veröffentlichungen zur NDT kommt die reduzierte Frequenz entweder nicht zum Einsatz oder die Definitionen sind uneinheitlich. Während McQuilling u. Jacob [118] die oben genannte Definition verwendet, werden in Volino [175], Volino et al. [176] die Sehnenlänge und die Geschwindigkeit über die Passage gemittelt. Da die Bezugsgrößen der reduzierten Frequenz F^+ in der Turbine nicht einheitlich angewendet werden, wird wie in Bons et al. [14, 15, 12] auf die Angabe der reduzierten Frequenz F^+ verzichtet.

3.1.2. Windkanal und experimenteller Aufbau

Windkanal

Die Messungen werden im Windkanal für ebene Gitter (EGG, DLR Göttingen, Abbildung 3.3) durchgeführt. Die Messtechnik und das Auswertesystem im ursprünglichen Betrieb als Blow-Down Windkanal werden von Heinemann [60] und Kost u. Giess [89] beschrieben. Die Funktionen des Windkanals wurden erweitert, sodass nun ein Betrieb als geschlossener Kreislauf möglich ist. Bei den Messungen dieser Arbeit wird der EGG im geschlossenen Kreislauf betrieben. Der Windkanal wird durch einen vierstufigen Radialkompressor angetrieben [142]. Abbildung A.2(a) zeigt den EGG und den Verdichter. Abbildung A.2(b) zeigt eine schematische Darstellung des Kreislaufsystems.

Durch den EGG wird eine Axialturbine modelliert. Da die Geschwindigkeiten in einer Axialturbine in radialer Richtung gering sind, wird die Strömungsfläche als koaxialer Zylinderschnitt angenähert. Dieses Ringgitter wird durch Abwicklung als Ebene im EGG verwendet [53]. In Abbildung 3.4(a) ist die Teststrecke mit Drehscheibe zu erkennen. Durch die Dreh-

³ $\alpha = 90^\circ$ und $\Theta = 45^\circ$

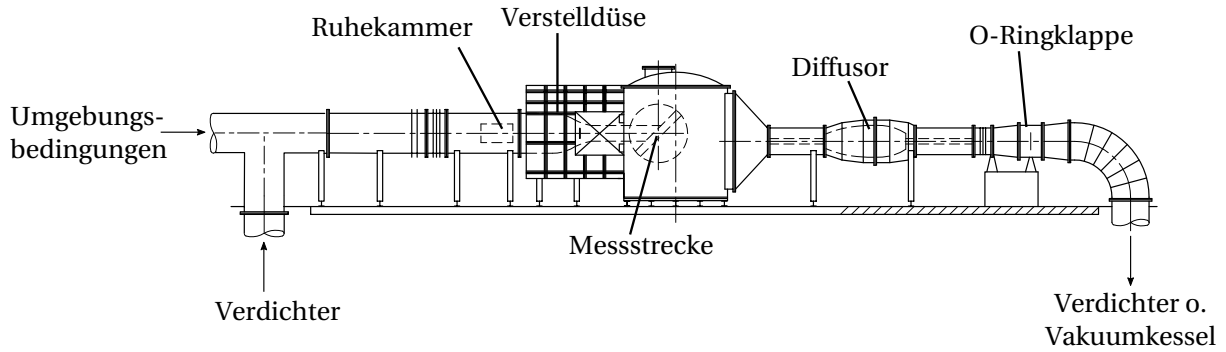


Abbildung 3.3.: Windkanal für ebene Gitter, adaptiert von Heinemann [60]

scheibe kann der Anstellwinkel der Kaskade verändert werden. Die Strömung wird stromab der Zuströmdüse über einen verstellbaren Zuströmkanal in die Teststrecke geleitet und beschleunigt. Die Kanalbreite beträgt konstant 0,125 m. Abbildung 3.4(a) zeigt die Abmaße der Zuströmung. Der Kammerdruck hinter der Messstrecke wird über einen Diffusor in der Abströmung eingestellt. Während des Betriebs wird die isentrope Abström-Machzahl $Ma_{2, is}$ über die Isentropenbeziehung aus Zuströmdruck und Kammerdruck bestimmt [18]:

$$Ma_{2, is} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{01}}{p_2} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]}. \quad (3.2)$$

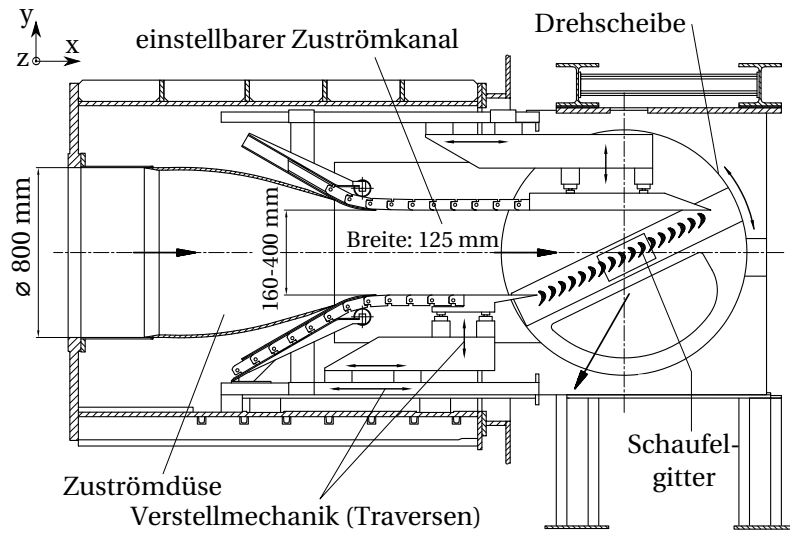
Vor Testbeginn wird der Druck in der Teststrecke auf 20 kPa gesenkt und anschließend mit trockener Luft (Taupunkt bei ca. -50 °C) bis zum Betriebsdruck gefüllt. Während des Betriebs wird die Luft durch einen Trockner kontinuierlich entfeuchtet, sodass in der Teststrecke ein Taupunkt von ca. -30 °C erreicht wird.

Durch den Verdichter wird die Luft am Verdichteraustritt auf bis zu 200 °C erhitzt. Daher wird die Temperatur der Strömung durch einen Kühler auf eine vorgegebene Temperatur geregelt. Es ist möglich Druck und Temperatur am Einlass der EGG-Teststrecke innerhalb bestimmter Betriebsgrenzen einzustellen ($Re_2 = 0,1 - 2,7 \cdot 10^6$, $p_{01} = 20 - 145$ kPa, $T_{01} = 293 - 303$ K). Damit sind Messungen an unterschiedlichen Tagen lediglich in vernachlässigbarem Maße durch die wechselnden Umgebungsbedingungen beeinflusst.

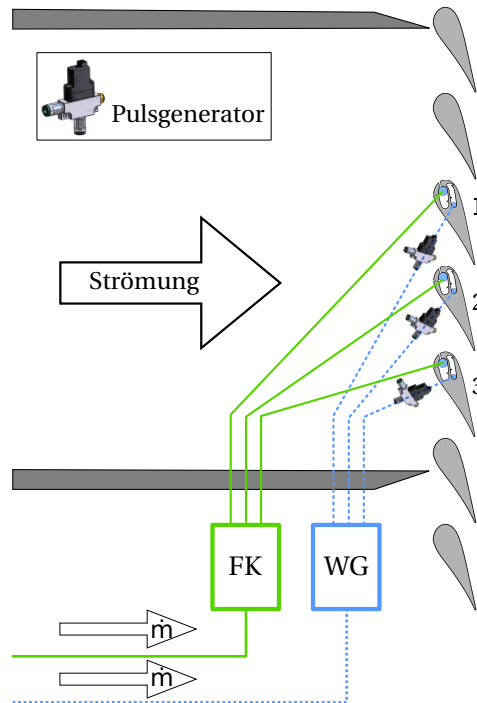
Zur Beschreibung des Strömungszustands werden zusätzlich die folgenden Strömungsgrößen bestimmt. Die Reynoldszahl

$$Re = \frac{\rho U_2 c}{\mu} \quad (3.3)$$

wird aus den Abströmbedingungen der Teststrecke, der Dichte ρ der Abströmung und der Sehnenlänge c der Schaufel bestimmt. Die dynamische Viskosität μ wird über die Sutherland-



(a) Teststrecke, adaptiert von Giess [53]



(b) Ausblasstränge und Teststrecke (Pulsgenerator aus [10]). FK = Filmkühlung, WG = Wirbelgenerator.

Abbildung 3.4.: Teststrecke

Formel bestimmt. Die Geschwindigkeit U_2 wird aus der Abström-Machzahl gebildet:

$$U_2 = Ma_2 \sqrt{\kappa R T_2}. \quad (3.4)$$

Die Temperatur der Abströmung wird aus der Totaltemperatur am Eintritt T_{01} über die Isen-

tropenbeziehung berechnet:

$$T_2 = T_{01} \left(\frac{p_2}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (3.5)$$

Teststrecke

Die erste Leitschaufelreihe einer Hochdruckturbine wird im realen Triebwerk mittels Filmkühlbohrungen gekühlt. In dieser Arbeit werden die Filmkühlung und die Wirbelgeneratoren über zwei Ausblasstränge gespeist (vgl. Abbildung 3.4(b)). Die Kühlluft wird im Kreislaufsystem hinter der Druckluftzuführung und der Abzweigung zum Verdichterbypass des Kreislaufsystems abgeführt (vgl. Abbildung A.2(b)). Durch Schraubenkompressoren kann der Druck in der Druckluftzuführung zusätzlich erhöht werden. Die Ausblasstränge führen in der Messkammer zu einem Plenum. Von dort führen sechs Schläuche zu den zwei Seiten der drei Kavitäten. Der Abstand zwischen Plenum und Schaufel beträgt ungefähr 2 m. Die Temperatur der Ausblasluft wird im Plenum mit einem Thermoelement gemessen.

Der Druck der ausgeblasenen Luft wird in der Mitte der jeweiligen Schaufelkavität erfasst. Die Druckmessung erfolgt bei der Filmkühlkavität im beruhigten Teil der Kavität. Um die Befestigung der Zuführschläuche nicht über die Schaufelränder ragen zu lassen, entsteht bei der Wirbelgeneratorkavität eine lang gezogene Kammer ohne Ruhezone. Die Länge der Wirbelgeneratorkavität ist außerdem durch die Schrauben und Stifte zur Halterung der Schaufel begrenzt. Für den Einsatz der Schlierentechnik soll auf der Saugseite keinerlei Verschraubung über den Schaufelrand herausragen.

Durch den kleinen Staffelungswinkel von $\beta_s = 31,72^\circ$ und einer langen Schaufelsehne $c = 0,075$ m (vgl. Tabelle A.1 und Abbildung 2.1) befinden sich fünf Schaufeln in voller Umströmung in der Teststrecke. Teilung, engster Querschnitt und axiale Sehnenlänge sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Die Messungen finden lediglich an einer Schaufel der Kaskade statt, um die Ergebnisse der verschiedenen Messtechniken miteinander vergleichen zu können. Diese soll den größtmöglichen Abstand zur oberen Freistrahlgrenze haben, muss aber noch im Sichtfeld der Schlierenfenster im Gitterschlitten liegen. Diese Bedingungen erfüllt die Schaufel, die in Abbildung 3.4(b) mit der Nummer ② gekennzeichnet ist. Die Schaufeln oberhalb und unterhalb erhalten ebenso Ausblaskavitäten, damit die Strömung der Schaufel vollständig durch von Ausblasung beeinflusster Strömung umschlossen ist.

3.1.3. Messtechnik

Übersicht

In diesem Abschnitt wird die eingesetzte Messtechnik dargelegt. In der Einlassströmung werden eine Dreiloch-Kobrasonde und eine Hitzdrahtsonde zur Vermessung der Eintrittsbedingungen verwendet. Zur Transitionsdetektierung werden Infrarotthermografie und Heiß-

filmelemente eingesetzt. Das Strömungsfeld wird mittels Schlierentechnik, Nachlauftraversierungen und Druckbohrungen auf der Schaufeloberfläche untersucht. Alle diese Messungen werden nacheinander an der oben beschriebenen Schaufel angewendet. Damit sich die Messtechnik gegenseitig nicht beeinflusst, wird für jede Messmethode die Teststrecke umgebaut und eine separate Messung durchgeführt. Zur Bestimmung der Kühlluftversorgung wird der Massenstrom in den Ausblassträngen gemessen. Außerdem werden der Totaldruck in der Schaufelkavität und die Temperatur der Kühlluft gemessen.

Messtechnik des Windkanals

Die gemessenen Drücke werden über PSI 8400 der Firma Pressure Systems erfasst. Die Drucksensoren sind piezoresistiv und eine schematische Darstellung der Messkette des PSI 8400 Systems ist in Abbildung 3.5 abgebildet. Der Hersteller gibt an, dass die statische Genauigkeit $\pm 0,05 \%$ F. S. (Full scale / Messbereich) ist. Der thermische Nullfehler (Thermal Zero Error) beträgt $\pm 0,06 \%/^{\circ}\text{C}$ und der thermische Bereichsfehler (Thermal Span Error) $\pm 0,02 \%/^{\circ}\text{C}$. Die Werte sind auf den gesamten Messbereich bezogen, der einen Druckbereich bis $p = 103,4 \text{ kPa}$ abdeckt. Eine Kalibrierung des Systems wird jeden Tag vor Messbeginn durchgeführt. Hierbei stellen die Umgebungsbedingungen die Referenzwerte für die Kalibrierung dar. Für den Temperaturfehler beim thermischen Nullfehler und beim thermischen Bereichsfehler wird das Temperaturdelta zwischen Kalibrierung und Messung verwendet. Da die Umgebungsbedingungen täglichen Schwankungen unterworfen sind, wird der Fehler jeden Tag abhängig vom Temperaturdelta bestimmt.

Neben dem temperaturabhängigen Druckscanner (ESP-32 HD Conventional) konnte einmalig für die Nachlaufmessung der Filmkühlschaufel ein temperaturunabhängiger Druckscanner (ESP-32 DTC Initium) verwendet werden. Hierbei ist der Fehler deutlich geringer und nicht mehr von den täglichen Schwankungen der Umgebungstemperatur abhängig. Der Hersteller gibt einen Fehler von $\pm 0,05 \%$ F. S. bei einem Messbereich von $103,4 \text{ kPa}$ an, womit sich der absolute Fehler auf $51,7 \text{ Pa}$ beläuft.

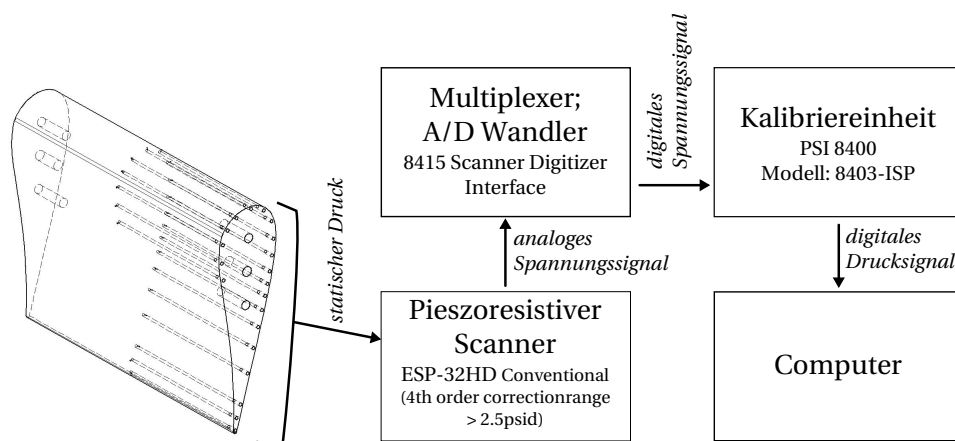


Abbildung 3.5.: Aufbau des PSI-Messsystems [131]

Bei den Messungen der Wirbelgeneratorschaufel (betrifft die Heißfilm- und die Nachlaufmessung) konnten Regelungsfehler bei der Machzahl durch den Einsatz von RPT 301 Drucksensoren der Firma GE Sensing reduziert werden. Dieses Gerät wird jeweils an die Messstelle für den Totaldruck des Teststrecken-Einlasses und des Kammerdrucks angeschlossen. Der relative Fehler beträgt $\pm 0,02$ % F. S. bei einem Messbereich von $\Delta p = 350$ kPa.

Der Massenstrom wird in jedem Ausblasstrang gemessen. Die Messblende nach DIN EN ISO 5167-1/2 (2003) ist stromauf des Plenums eingebaut (vgl. Abbildung 3.4(b)). Die Größe der Messblende richtet sich nach dem notwendigen Massenstrom. Für die Temperaturmessung werden K-Typ Thermoelemente der Firma Temperatur Messelemente Hettstedt GmbH verwendet. Das isolierte Thermoelement hat einen Durchmesser von 6 mm. Das angeschlossene Multimeter (3706) und Skrewterminal (3724-ST) stammen von der Firma Keithley Instruments Inc.. Die sogenannte Co-Junction-Compensation (CJC) ist integriert. Die Druckmessung für die Massenstrommessung wird mit einem PSI 9010 von Pressure Systems gemessen. Laut Herstellerangaben beträgt der statische Fehler $\pm 0,15$ % F. S.. Es kommt ein thermischer Fehler (Total Thermal Error) von $\pm 0,0015$ % F. S. / °C und ein weiterer druckabhängiger Fehler (Line Pressure Effect) von $\pm 0,001$ % F. S. / PSI hinzu. Für die Massenstrommessung wird für den Differenzdruck ein gesamter Messbereich von $\Delta p = 17$ kPa und ein Absolutdruck von $p = 310,3$ kPa angenommen.

Messtechnik zur Bestimmung der Eintrittsströmung

Die Zuströmung des Windkanals wird 0,08 m vor der Schaufelvorderkante mittels einer eindimensionalen Hitzdrahtsonde und einer gekröpften Dreiloch-Kobrasonde untersucht. Die Grenzschichtdicke an der Kanalseitenwand kann durch beide Sonden ermittelt werden. Alle Messungen in der Eintrittsebene werden mit eingebauter Kaskade in der Teststrecke durchgeführt. Die Sonden werden auf Höhe der Messschaufel eingesetzt. Vor Beginn der Messung mit der Dreilochsonde wird die Sonde in der Strömung mit Hilfe der seitlichen Bohrungen ausgerichtet. Über ein Sondenverschiebegerät werden die Sonden entlang der z-Richtung der Teststrecke traversiert.

Die Hitzdrahtsonde ist eine kommerzielle Dantec 55P11 Sonde mit einem 5 μm dicken

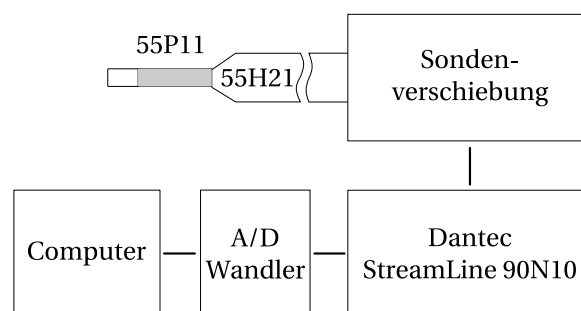


Abbildung 3.6.: Aufbau des Hitzdraht-Messsystems

Wolframdraht. Über ein Koaxialkabel wird die Sonde von dem Anemometer (StreamLine 90N10, Firma Dantec) abgefragt und über einen A/D Wandler mit ± 5 V digitalisiert. Der Messaufbau wird in Abbildung 3.6 gezeigt. Das Messprinzip beruht auf einer Wheatstone'schen Messbrücke. Eine Beschreibung des Messprinzips findet sich in [79, 139, 140].

Dryden u. Kueth [36] führten bereits in den 30er Jahren mittels Hitzdraht–Anemometrie die ersten quantitativen Untersuchungen zu Geschwindigkeitsschwankungen durch. Laut Stainback u. Nagabushana [163] ist dies die erste Veröffentlichung in der die Hitzdraht–Anemometrie mittels konstantem Strom (CCA) betrieben wird. Ziegler [181] setzt die Messtechnik als konstante Temperatur–Anemometrie (CTA) ein. Dieses Messprinzip, bei dem der Widerstand des Drahtes konstant gehalten wird, kommt in dieser Arbeit zur Anwendung. Durch den Wärmeübergang zwischen Draht und Strömung, ändert sich die Temperatur des Drahtes und damit der Widerstand. Die Stromstärke wird so geregelt, dass die Temperatur des Drahtes konstant bleibt. Die anliegende Spannung wird gemessen und liefert nach einer Kalibrierung ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit.

Die Grenzen der zeitlichen Auflösung werden durch die Stabilität der Rückantwort der Messbrücke gesetzt. Erläuterungen hierzu und eine ausführliche Übersicht über die Messtechnik und deren Anwendungsgebiete geben Stainback u. Nagabushana [163]. Vor dem Messbeginn wird der Hitzdraht mittels eines Rechtecktests abgeglichen. Hierbei wird die Anemometerspannung mit einer Rechteckspannung überlagert. Über das Antwortsignal des Hitzdrahtes wird der Frequenzgang optimiert. Für den Hitzdraht ist ein Überhitzungsverhältnis von 1,8 bei einer Abtastrate von 70 kHz angewendet worden. Das Gleichspannungssignal wird mit einem Tiefpassfilter von 30 kHz gefiltert. Die Hitzdrahtsonde wird täglich vor Messbeginn im eingebauten Zustand kalibriert.

Über die Hitzdrahtsonde wird der Turbulenzgrad der Zuströmung bestimmt. Der Turbulenzgrad ergibt sich aus den Geschwindigkeitsschwankungen u' , v' , w' und der mittleren Geschwindigkeit [147]:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{U_\infty}. \quad (3.6)$$

Bei der Messung einer Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung wird ein isotroper Turbulenzgrad angenommen. Es gilt dann:

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i'^2}}{\bar{u}}. \quad (3.7)$$

Es werden jeweils 1310 Messwerte der Schwankungsgeschwindigkeit zur Bestimmung des Turbulenzgrads verwendet. Abschließend werden der Mittelwert und die Standardabweichung aus dieser Reihe gebildet.

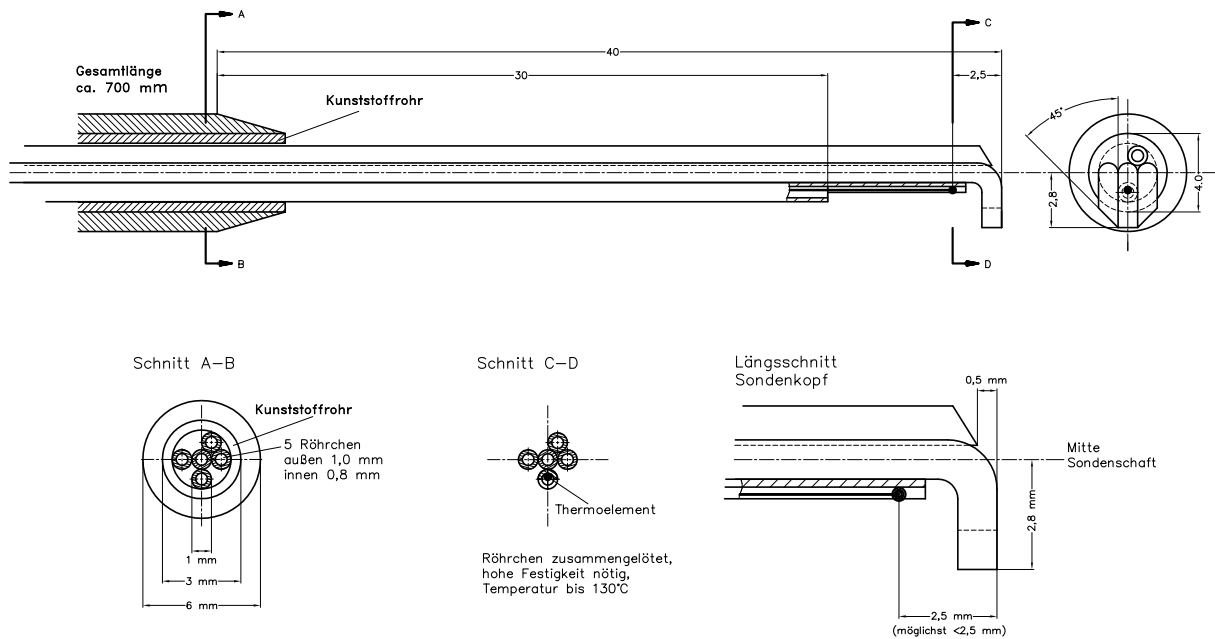


Abbildung 3.7.: Aufbau der Kobrasonde [173]

Mit einer Kobrasonde (Abbildung 3.7) werden an derselben Position im Kanal wie mit der Hitzdrahtsonde Messungen durchgeführt. Die Kobrasonde wird in der Strömung über die seitlichen Bohrungen ausgerichtet. Die vermessene Strecke verläuft zwischen einer Wand bis zum Mittenschnitt. Mit der Sonde können nach Anwendung einer Kalibrierung Druck, Machzahl und Anströmwinkel bestimmt werden [173].

Messung der Druckverteilung und Nachläufe

Es werden Druckmessungen auf der Schaufeloberfläche und Nachlaufmessungen in der Abströmung durchgeführt. Die Druckverteilung auf der Schaufeloberfläche der Schaufel ② wird mittels 20 Druckbohrungen gemessen. Die Bohrungen haben jeweils einen Durchmesser von 0,3 mm. Die Positionen auf der Schaufeloberfläche sowie eine isometrische Ansicht sind in Abbildung 3.8 zu sehen. Die Druckmesskanäle werden durch die Schaufel an einer Kanalseite herausgeführt und an das PSI 8400-Messsystem angeschlossen. Auslegungsmachzahl für die instrumentierte Druckmessschaufel ist $Ma_2 = 1,25$. Für die Auslegung werden numerische Untersuchungen mit TRACE verwendet (siehe Abschnitt 3.2 auf S.56).

Die Nachlaufströmung wird mit einer Keilsonde (Abbildung 3.9) über eine Nachlauftraversierung erfasst. Die Keilsonde verfügt über drei Bohrungen, womit sich Druck, Machzahl und der Umfangswinkel nach Anwendung der Sondenkalibrierung [87] bestimmen lassen. Die Nachlauftraverse misst im Abstand von 1 mm und 18 mm (51,9 % relativer axialer Abstand) hinter der Kaskade parallel zur Austrittsebene. Die Nachlaufsonde wird im Sondeneichkanal Göttingen (SEG) für die auftretenden Mach- und Reynoldszahlen kalibriert. Die Nachbereitung der Sonden­daten und Fehler der Sondenmessung ist im Anhang in Abschnitt A.1 beschrieben.

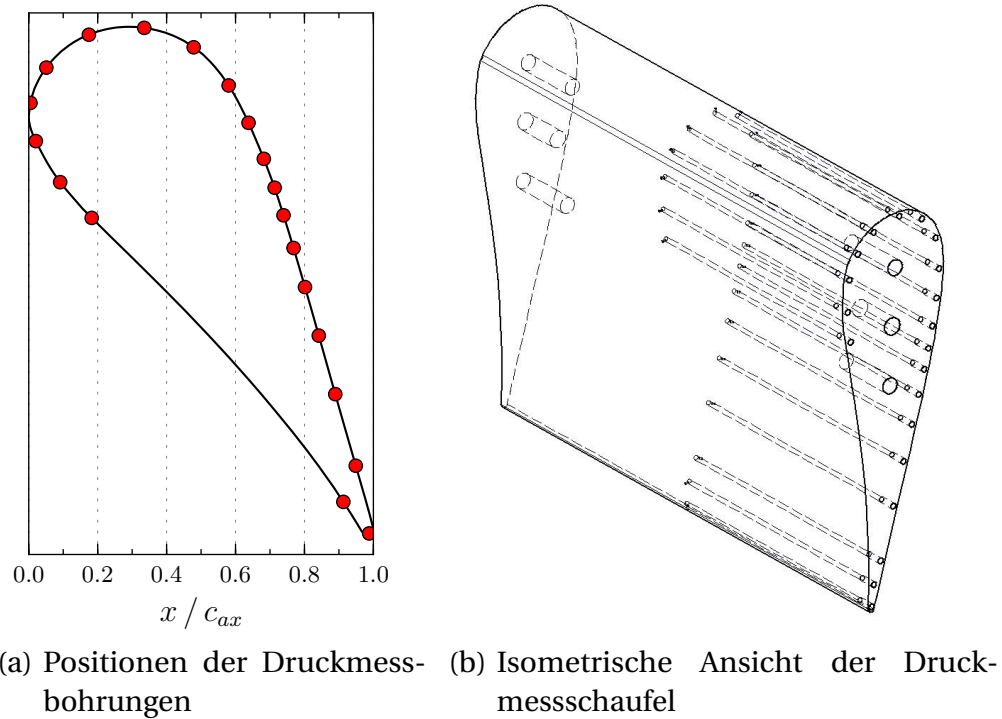


Abbildung 3.8.: Druckmessschaufel

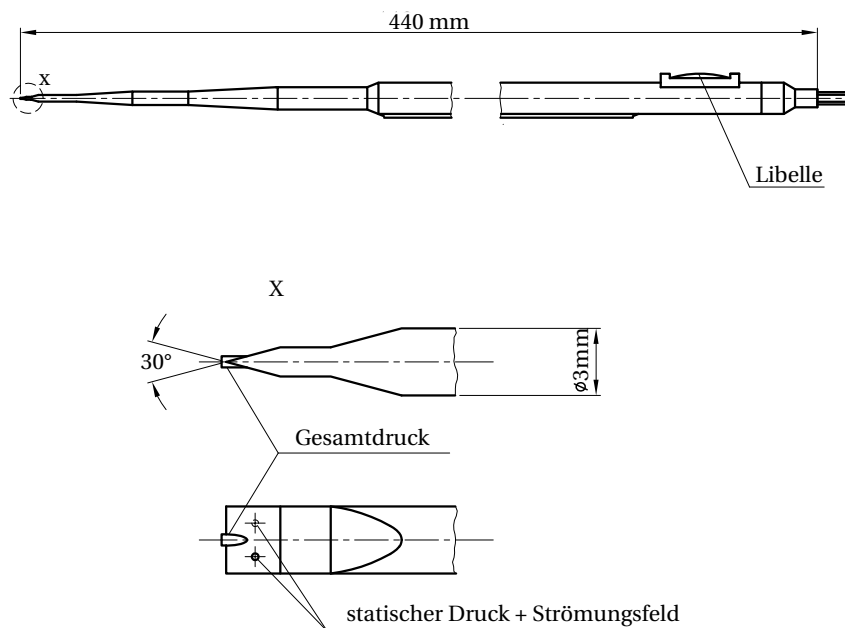


Abbildung 3.9.: Keilsonde [87]

Schlierentechnik

Für die Anwendung der Schlierentechnik wird die Strömung um die Messschaufel ② in Abbildung 3.4(b) fokussiert. Für die Schlieren-Untersuchungen wird eine blanke Messing-

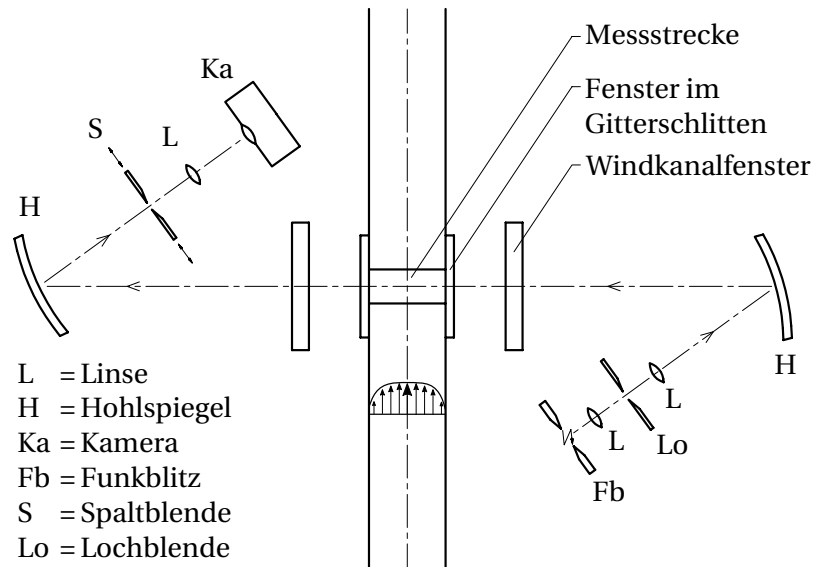


Abbildung 3.10.: Schlierenaufbau, adaptiert von [89]

schaufel⁴ verwendet, um die Strömungsstruktur im Schlierenbild möglichst unverfälscht darzustellen.

Einige der Schaufeln in der Kaskade werden in hochwertig geschliffenen Glasscheiben (BK7) gelagert. Der Schlierenaufbau ist konventionell und in Abbildung 3.10 dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Technik gibt Heinemann [60] für den EGG. Die Lichtquelle für die Schlierentechnik ist eine Nanolite-Blitzlampe der Firma High-Speed Photo-Systeme mit dem Füllgas Argon. Werksseitig wird die Pulsdauer (Halbwertsbreite) bei Argon mit 35 ns angegeben [61]. Da die Lampe im Jahr 1972 erworben wurde, wird die Pulsdauer mittels einer Messung mit einer Lichtdiode überprüft. Hierbei zeigte sich, dass die Halbwertsbreite schwankt und bis zu 10 μ s betragen kann. Die Lichtquelle wird im Aufbau als Punktquelle betrachtet.

Als Kamera wird eine EOS 7D der Firma Canon verwendet. Sie besitzt einen CMOS Sensor und hat eine Auflösung von 2496x3420 Pixel. Während der Schlierenaufnahmen wird die ISO-Empfindlichkeit auf 160 und eine Verschlusszeit von 1/400 eingestellt. Damit eine möglichst gute Visualisierung der Strömungseffekte erzielt werden kann, wird während der Messung der Hohlspiegel auf der Seite des Kanals, auf der sich die Kamera befindet, justiert. Somit konnten Bilder erzeugt werden, bei denen die Stöße und die Grenzschicht gut zu erkennen sind. Nachteil dieser Methode ist, dass die Lichtintensität der Bilder nicht quantitativ verglichen werden kann. Da keine ausreichende Genauigkeit der Schlierenoptik (Güte der Scheiben, Beweglichkeit der Komponenten) sichergestellt werden kann, ist das Schlierenbild verzerrt. Aus diesem Grund können die Schlierenbilder nicht zur Abnahme von Maßen verwendet werden. Zwischen den verschiedenen Messungen mussten die Schlierenbänke weggeräumt

⁴Mit „blank“ wird hier eine Schaufel ohne weitere Messtechnik bezeichnet. Demnach sind an dieser Schaufel keine Druckmessbohrungen, Heißfilme, Beschichtungen für eine Infrarotmessung oder ähnliches installiert.

und anschließend wieder aufgebaut werden. Dadurch kann die notwendige Genauigkeit nicht hergestellt und eine quantitative Vergleichbarkeit der Schlierenaufnahmen ermöglicht werden. Nichts desto trotz zeigen die Schlierenergebnisse die Verhältnisse der Grenzschichtdicken stromauf und stromab der Stoß–Grenzschicht–Interaktion und die Stoßkonfiguration. Damit sind sie eine wertvolle Ergänzung, um die Resultate der anderen Messtechniken zu interpretieren.

Infrarottechnik

Für die Transitionsdetektierung mittels Infrarotkamera wird der unterschiedliche konvektive Wärmestrom bei laminarer und turbulenter Grenzschicht ausgenutzt. Dieser ist bei turbulenter Grenzschicht höher und verursacht ein schnelleres aufheizen bzw. abkühlen der Wand. Carlomagno u. Cardone [21] geben eine Übersicht zu durchgeführten und veröffentlichten Messungen mit Infrarotkameras. Es gibt verschiedene Methoden, um den Einfluss des konvektiven Wärmestroms zu untersuchen: Untersuchungen, in denen die Modelloberfläche beheizt [5, 52] oder gekühlt wird [182]. Eine weitere Methode ist die Temperatur der Strömung zu verändern [45]. In dieser Arbeit wird die letztere Methode angewendet.

Für die Infrarot–Thermografie kommen zwei verschiedene Infrarot–Kameras zum Einsatz. Bei den Messungen an der Basisschaufel wird eine Nikon Laird S270A verwendet. Die Kamera VarioCAM HD von der Firma Infra Tec GmbH und kommt bei den Messungen der Filmkühl- und Wirbelgeneratorschaufel zum Einsatz. Die Einbauposition der Kameras ist hinter der Kaskade, sodass die Saugseite der Messschaufel ② fokussiert wird.

Der Stirling–Motor der Nikon Laird S270A kühlt den PtSi Schottky–Barrier IR CCD Sensor. Die Auflösung der Kamera beträgt 475x442 Pixel. Der gemessene Spektralbereich liegt zwischen 3 bis 5 μm . Eine Bildrate von 30 Hz kann in einem Temperaturbereich zwischen 253 K und 523 K aufgelöst werden. Laut Hersteller [125] beträgt die Messgenauigkeit der Nikon Laird S270A ± 2 K.

Das Detektorformat der VarioCAM HD beträgt 640*480 Pixel. Als Detektortyp wird ein ungekühltes Mikrobolometer Focal Plane Array in einem Spektralbereich von 7,5 bis 14 μm angewendet. Als Vollbild beträgt die maximale Bildfrequenz 60 Hz. Bei 303 K ist die Temperaturauflösung besser als 0,03 K und die Messgenauigkeit liegt bei ± 1 K [73]. Durch Vergleichsmessungen mit einem Strahlungspyrometer an Schwarzkörperstrahlern (Entfernung 0,5 m) erfolgte die Kalibrierung [72].

Es kommen bei den Schaufeltypen unterschiedliche Materialien zum Einsatz. Die Basisschaufel ist aus Tecapeek⁵ hergestellt. Das Material hat eine Wärmeleitfähigkeit von 0,27 W/(m·K). Die geometrischen Abweichungen der Schaufeloberfläche am Mittenschnitt sind geringer als $\pm 2,7 \cdot 10^{-2}$ mm. Die Kamera hat ein Sichtfeld von $x/c_{ax} = 0,46$ bis 1 auf der Saugseite. Der Bereich $x/c_{ax} < 0,46$ kann wegen der Krümmung der Schaufel nicht detektiert

⁵Modifikation des Polyetheretherketon Kunststoffes

werden.

Für die Schaufeln mit Kavitäten ist es nicht möglich dieselbe Oberflächenqualität mit Tecapeek zu erreichen. Aus diesem Grund sind die Filmkühl- und die Wirbelgeneratorschaufel aus Messing gefertigt. Mit diesem Material können die erforderlichen geometrischen Toleranzen erreicht werden. Die Wärmeleitfähigkeit von Messing liegt zwischen 80 und 120 W/(m·K) [37] und ist damit, verglichen mit Tecapeek, um ein Vielfaches höher. Die Wärmeleitfähigkeit des Messings ist zu hoch, um Infrarot-Messtechnik anwenden zu können. Es wird deshalb eine Beschichtung auf die Saugseite der Schaufel aufgebracht, die die Wärmeleitfähigkeit verringert. Damit die Schicht möglichst wenig geometrische Abweichungen hervorruft, wird eine 0,12 mm tiefe Tasche gefräst. Für die wärmedämmende Beschichtung wird als Haftungsgrund der Epoxy Primer 37035A und als Topcoat Polyurethan der Firma Akzo aufgetragen. Nach dem Beschichtungsprozess wird die Oberfläche nachgefräst und ein weiteres Mal vermessen, so dass die geometrischen Toleranzen von $2 \cdot 10^{-2}$ mm weiter eingehalten werden.

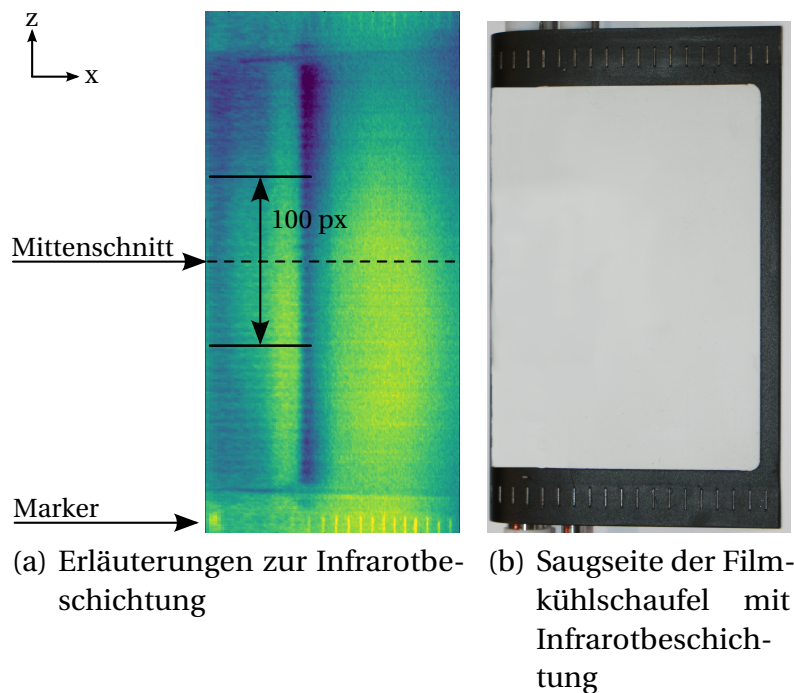


Abbildung 3.11.: Infrarot-Beschichtung Filmkühlschaufel

Bei der Filmkühl- und Wirbelgeneratorschaufel beginnt die Beschichtung hinter der Filmkühlreihe im Beschleunigungsgebiet. Die Beschichtung bedeckt ein größeres Gebiet, als die Kamera erfassen kann. Auswertbare Daten werden bei den Ausblasschaufeln zwischen $x/c_{ax} = 0,46$ bis zum Ende der Beschichtung bei $x/c_{ax} = 0,96$ erfasst.

Abbildung 3.11(a) zeigt eine Infrarotaufnahme einer Filmkühlschaufel während einer Messung, anhand derer verschiedene Punkte der Messtechnikadaption veranschaulicht werden. Durch die Verwendung von Markern nahe den Seitenwänden füllt die Beschichtung nicht die ganze Schaufelspannweite aus. Die Marker sind Vertiefungen in der Schaufel, in die metallische Farbe lackiert ist, um möglichst viel Licht für die Infrarotaufnahme zu reflektieren. Der

aerodynamische Einfluss auf die Strömung durch die Marker kann vernachlässigt werden, da vor allem die Strömung um den Mittenschnitt betrachtet wird. Der geringe Einfluss der Marker ist an den seitlichen Rändern der Infrarotbeschichtung zu erkennen. Abbildung 3.11(b) zeigt eine Fotografie der Schaufel. Damit die Infrarotaufnahme durch das Messing nicht überblendet wird, ist die unbeschichtete Fläche geschwärzt.

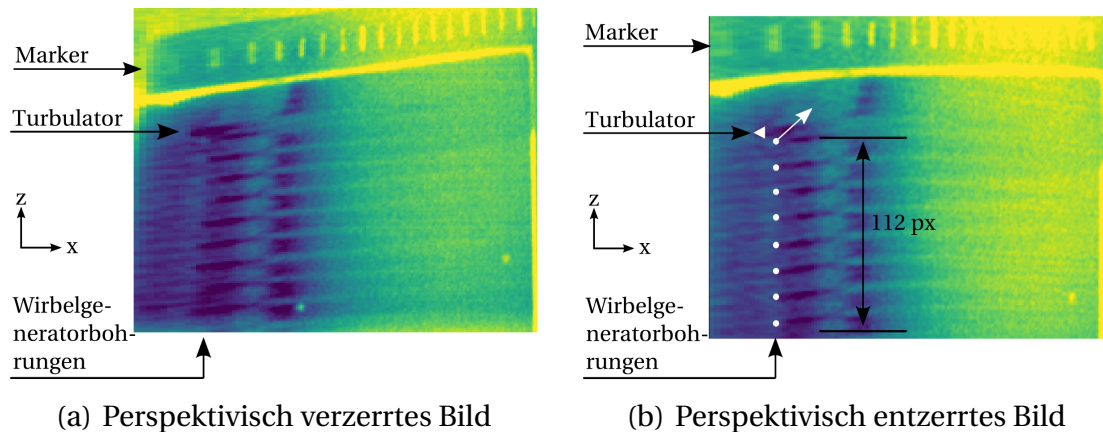


Abbildung 3.12.: Infrarot-Beschichtung Wirbelgeneratorschaufel

Abbildung 3.12 zeigt eine Infrarotaufnahme einer Wirbelgeneratorschaufel während einer Messung. Die Umrandung der Beschichtung ist in der Abbildung deutlich in gelb zu erkennen. Auf dieser Schaufel wird zusätzlich eine TSP-Schicht auf die beiden ersten Schichten aufgetragen. Bei der Messung wird die Kamera seitlich auf die Schaufel gerichtet. Dadurch entsteht eine perspektivische Verzerrung, die in Abbildung 3.12(a) zu erkennen ist. Das Bild wird bei der Nachbearbeitung entzerrt, sodass in spannweitischer Richtung (z) möglichst geringe Verzerrungen vorhanden sind. Das Ergebnis der Entzerrung ist in Abbildung 3.12(b) dargestellt. Die Austrittspositionen der Wirbelgeneratorbohrungen sind durch weiße Punkte gekennzeichnet. Der Winkel α des Wirbelgenerators wird durch einen Pfeil in Abbildung 3.12(b) dargestellt. Zwischen der äußersten Wirbelgeneratorbohrung und der Seitenwand ist ein Turbulator in Form eines Plättchens auf die Schaufeloberfläche aufgebracht. Die Position wird durch ein Dreieck angezeigt. Durch den Turbulator wird der Grenzschichtumschlag zu Vergleichszwecken visualisiert.

An den entzerrten Aufnahmen werden Positionsbestimmungen in den Messungen vorgenommen. Hierfür wird mittels Polynomial-Regression 6. Grades zwischen den Markern und den Bildpixeln eine Polynomfunktion gefunden. Die Markerpositionen werden dem CAD-Modell entnommen. Über die Polynomfunktion werden die Pixel der Schaufelgeometrie zugeordnet. Somit können z. B. auftretende Grenzschichteffekte genau lokalisiert werden.

Die meisten Messungen werden bei einer Temperaturerhöhung der Kanaleintrittsströmung durchgeführt. In wenigen Fällen wurde ein negativer Temperaturgradient verwendet, um die Betriebsdauer des Windkanals zu verkürzen. Die Eingangstemperatur des EGG kann über den Kühler, der sich hinter dem Radialkompressor befindet, geregelt werden. Exem-

plarisch ist die gemessene Kanaltemperatur $T_{01} - T_{01,min}$ einer Messung mit positivem Temperaturgradienten in Abbildung 3.13 dargestellt. $T_{01,min}$ ist die niedrigste Temperatur dieser Temperaturreihe. Während sich die Temperatur der Strömung am Teststrecken-Einlass ändert, sind Infrarotbilder mit der maximalen Bildfrequenz (60 Hz) aufgenommen worden. Für die Auswertung der Filmkühl- und Wirbelgeneratorschaufel werden Infrarotbilder verwendet, bei denen die Heizrate 0,1 K/s beträgt. Die Heizrate der ausgewerteten Basisschaufelbilder ist höher. Für die Nachbearbeitung wird eine relative Temperatur definiert:

$$T_{rel} = \frac{T_{kalt}}{T_{warm}}. \quad (3.8)$$

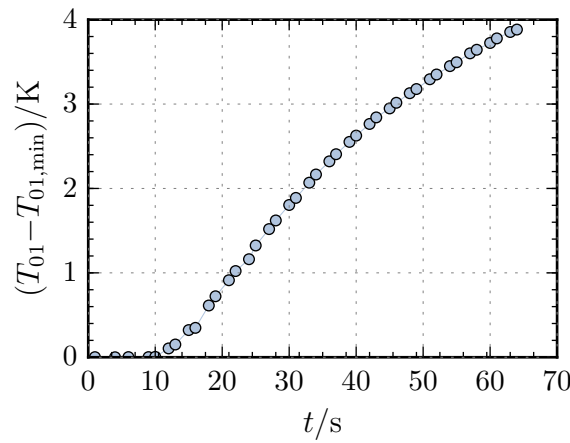


Abbildung 3.13.: Gemessene, kanalinduzierte Temperaturdifferenz

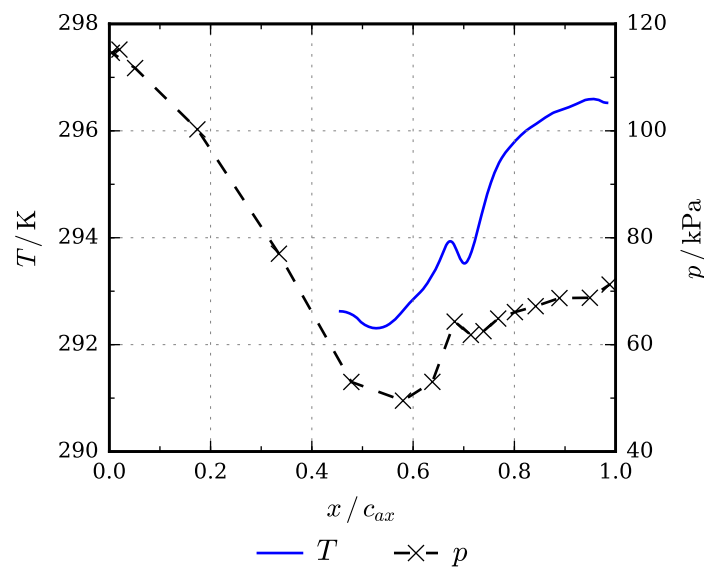


Abbildung 3.14.: Temperatur und Druckverteilung entlang der Saugseite von der Basisschaufel bei $Ma_2 = 0,9$

Es werden je Messung das Verhältnis aus zwei Infrarotbildern gebildet, wobei das Bild bei kalter Einlassströmung auf das Bild bei warmer Einlassströmung bezogen wird. Hiermit wird die Aufnahme um die Änderungen der statischen Temperatur entlang der Schaufel bereinigt. Die Änderung der statischen Temperatur ergibt sich bei konstantem Totaldruck aus der Variation der Geschwindigkeit. Um dies zu verdeutlichen, werden in Abbildung 3.14 die gemessene Temperatur- und Druckverteilung entlang der Saugseite dargestellt. Bei der Saugspitze (bei $x/c_{ax} = 0,5$) treten die höchsten Geschwindigkeiten im Strömungsfeld auf. Gleichzeitig wird ein Minimum in der Temperaturverteilung gemessen. Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit ist gegeben durch [18]:

$$T_t = T + \frac{u^2}{2 \cdot c_p}. \quad (3.9)$$

Bei $x/c_{ax} = 0,7$ ist der Einfluss durch die Geschwindigkeitsänderung ebenfalls zu erkennen. Der Temperaturverlauf folgt dem Druckverlauf. Dieser Einfluss wird durch die Division von zwei Infrarotaufnahmen aufgehoben. Dies ist möglich, da die Änderungen des Geschwindigkeitsfeldes durch die Änderung der Totaltemperatur am Kanaleintritt vernachlässigbar sind. Es verbleibt die Information über den konvektiven Wärmestrom. Die Wandtemperatur wird durch den vorherrschenden Grenzschichtzustand (laminar oder turbulent) unterschiedlich beeinflusst. Die Modelloberfläche hat eine wärmedämmende Beschichtung und die zeitliche Spanne zwischen den Infrarotaufnahmen beträgt $\Delta t = 20$ s. Durch die wärmedämmende Beschichtung ist der Wärmestrom zwischen den Messungen in das Material gering. Um Transition zu detektieren müssen lediglich Unterschiede der Wärmeänderung in Strömungsrichtung gemessen werden. Solange diese Unterschiede in der Messung sichtbar sind, ist ein gleichmäßiger und geringer Abfluss der Wärme in die Schaufeloberfläche zwischen den beiden Messungen für das Messergebnis unerheblich.

Durch das Dividieren der Infrarotbilder ergibt sich eine bessere Qualität der Ergebnisdarstellung. Die Kamera befindet sich innerhalb der Teststrecke in einem Gehäuse. Das Gehäuse wird zusätzlich belüftet, sodass Umgebungsbedingungen im Gehäuse vorherrschen und die Infrarotkamera vor den Bedingungen in der Teststrecke geschützt ist. In dem Gehäuse befindet sich ein Zinksulfid-Glas, durch das die Kamera auf das Modell blickt. Das Glas ist als Reflektion auf jeder Infrarotaufnahme zu sehen. In der oberen, rechten Ecke in Abbildung 3.12 ist die Reflektion als Bereich hoher Temperatur zu sehen. Durch das Dividieren zweier Aufnahmen verschwindet die Reflektion wieder, da die Information in beiden Aufnahmen identisch ist. Des Weiteren werden Bildstörungen entfernt, die bei der Aufnahme des Infrarotbildes durch die reihenweise Abtastung der Pixel entsteht. Auch diese Bildstörungen heben sich durch das Dividieren auf.

Damit die Oberflächentemperaturen verschiedener Betriebspunkte in einem Graph miteinander verglichen werden können, werden die relativen Temperaturen T_{rel} spannweitig um den Mittenschnitt gemittelt. Bei der Filmkühlschaukel werden $n = 100$ px und bei der

Wirbelgeneratorschaufel $n = 112$ px einbezogen⁶:

$$\overline{T_{rel}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_{rel, i}. \quad (3.10)$$

Anschließend wird ein Savitzky–Golay–Filter [146] mit einer Fenstergröße von 11 und einem Polynomgrad von 1 auf Gleichung 3.10 angewendet. Durch den Filter wird eine Glättung über jeweils 11 Datenpunkte erzeugt. Bei der Messung wird eine Temperaturdifferenz in der Einlasstemperatur induziert. Da das Erzeugen der Temperaturdifferenz durch das Mischen von unterschiedlich temperierter Luft aus verschiedenen Strängen weit stromauf der Teststrecke erfolgt, können sich die erzeugten Temperaturdifferenzen um wenige Grad am Einlass der Teststrecke unterscheiden. Die Absolutwerte der Einlasstemperatur sind bei dieser speziellen Messung nicht für jeden Betriebsparameter vergleichbar. Daher wird $\overline{T_{rel}}$ mit dem Mittelwert der ersten $n = 10$ Pixel in Strömungsrichtung normiert:

$$\overline{T_{rel, n}} = \frac{\overline{T_{rel}}}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \overline{T_{rel, i}}}. \quad (3.11)$$

Diese Normierung wird auch für Daten verwendet, die mit Gleichung 3.8 berechnet werden:

$$T_{rel, n} = \frac{T_{rel}}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_{rel, i}}. \quad (3.12)$$

Heißfilm–Anemometrie

Die Heißfilm–Anemometrie kann zur Bestimmung der Wandschubspannung und Transitions-lage eingesetzt werden [152]. Die Heißfilm–Anemometrie beruht auf dem CTA–Prinzip (vgl. Abschnitt 3.1.3 Messtechnik zur Bestimmung der Eintrittsströmung). Die Wandtemperatur wird zeitlich hoch aufgelöst. Dabei können sogar Stöße in hypersonischen Anwendungen erfasst werden [155]. Sieverding et al. [155] beschreiben die Heißfilm–Anemometrie in Turbomaschinen–Anwendungen. Außerdem werden die wichtigen Aspekte der Messtechnik erläutert. Anwendungen in Turbinen–Kaskaden werden in [64, 65, 66, 71, 88, 138] beschrieben. Tiedemann [171] verwendet die Heißfilm–Anemometrie auf einem Turbinen–Rotor. Die Heißfilm–Anemometrie wird in zahlreichen Windkanalexperimenten zur Transitionsdetektierung angewendet, siehe z. B. [28, 77, 103, 112, 133].

⁶siehe Abbildung 3.11(a) und Abbildung 3.12(b)

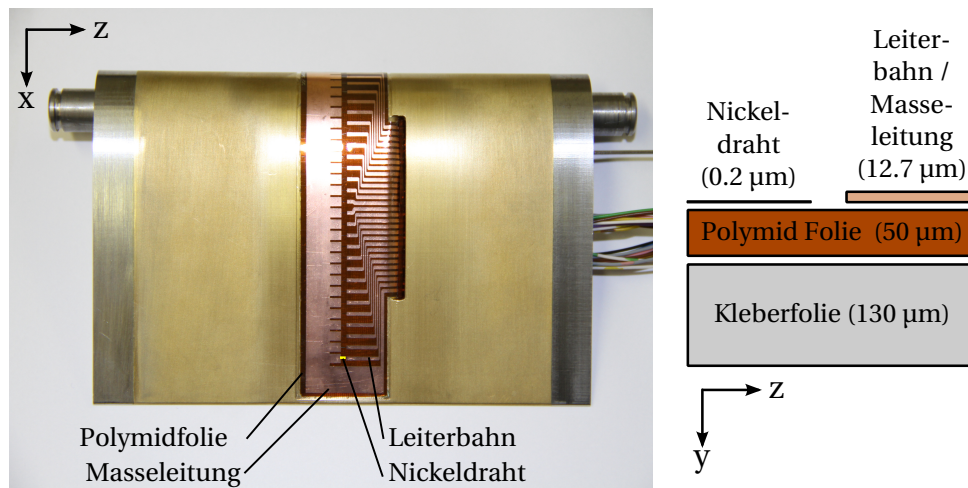


Abbildung 3.15.: Heißfilmelement und schematischer Aufbau, Filmkühlschaufel

Heißfilmintegration und Messsystem bei der Filmkühlschaufel: Auf der Saugseite der Filmkühlschaufel wird ein Heißfilmelement mit 28 Nickeldrähten von der Firma Tao of Systems Integration, Inc. geklebt. Eine Draufsicht der Heißfilm-Schaufel, sowie ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Der schematische Aufbau zeigt die verschiedenen Lagen mit den jeweiligen Höhenangaben. Im Bild mit der Schaufel wird der unterste Nickeldraht gelb hervorgehoben. Die Nickeldrähte werden von Leiterbahnen aus Kupfer elektrisch angesteuert. Alle Nickeldrähte besitzen wegen des mangelnden Bauraums für die Kabelführung dieselbe Rückleitung (Masseleitung). Während der ersten Tests zeigte sich, dass die gegenseitige Störung bei einer gemeinsamen Rückleitung so groß ist, dass die Nickeldrähte nicht parallel abgefragt werden können. Somit müssen alle Drähte während eines Betriebspunktes nacheinander vermessen werden. Nickeldrähte sowie Kupfer-Leiterbahnen werden mit einem Elektronenstrahl auf eine Polyamid Folie aufgedampft [169] und anschließend mit einer Acrylat-Kleberfolie auf die Schaufel geklebt.

Abbildung 3.16 zeigt den Heißfilm-Messaufbau. Auf die Leiterbahnen des Heißfilmelements werden Drähte gelötet, die zu einem Multiplexer führen. Dieser wird eingesetzt, da

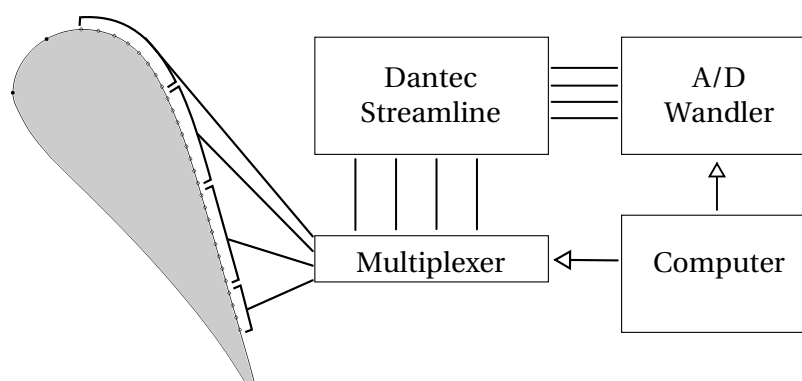
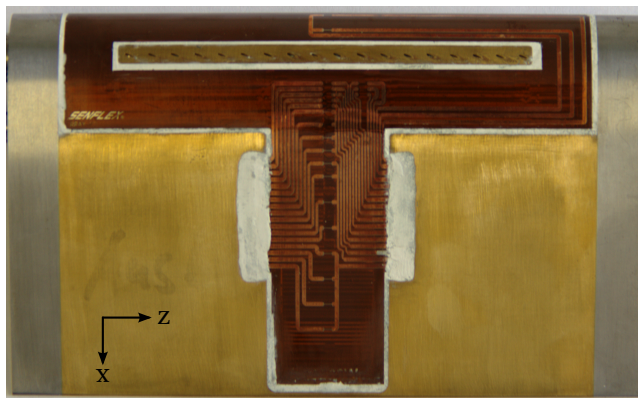
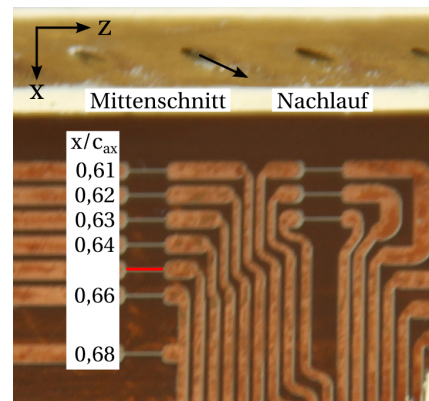


Abbildung 3.16.: Aufbau des Heißfilm-Messsystems der Filmkühlschaufel [131]

lediglich vier Drähte gleichzeitig durch das Anemometer abgefragt werden können. Um die Drähte während der Messung nicht umlöten zu müssen und um Messzeit zu sparen, wird der Multiplexer verwendet. Das Heißfilmelement wird von einem Dantec Streamline 90N10 angesteuert. Dessen analoges Signal wird über einen A/D Wandler mit einer Auflösung von 5 V digitalisiert und an den Computer gesendet. Vom Computer wird gleichzeitig die Schaltung des Multiplexers gesteuert. Es wurde ein Tiefpassfilter von 10 kHz auf das Gleich- und Wechsellspannungs-Signal, sowie ein Überhitzungsverhältnis von 1,35 bei einer Abtastrate von 64 kHz angewendet. Bei dem Wechsellspannungs-Signal wurde zusätzlich ein Hochpassfilter von 10 Hz verwendet.



(a) Saugseite



(b) Ausschnitt der Saugseite

Abbildung 3.17.: Heißfilmelement der Wirbelgeneratorschaufel

Heißfilmintegration und Messsystem bei der Wirbelgeneratorschaufel: Auch auf der Wirbelgeneratorschaufel kommt ein Heißfilmelement zum Einsatz. Um eine gute Vergleichbarkeit zum Heißfilm der Filmkühlschaufel herzustellen, wird ein Heißfilm vom selben Hersteller mit den gleichen Sensorgrößen verwendet. In Abbildung 3.17 ist die Saugseite der Heißfilm-Schaufel mit Wirbelgeneratoren dargestellt. Die Heißfilmsensoren am Mittenschnitt liegen in Strömungsrichtung zwischen den Nachläufen von zwei Wirbelgeneratorbohrungen. Im Mittenschnitt sind die Abstände zwischen den Heißfilmelementen konstant. Der Bereich an dem die Wirbelgeneratorbohrungen liegen, wird beim Heißfilmelement ausgespart. Dafür werden einige Sensoren nahe der Hinterkante eingespart. Es werden weitere Sensoren in den Nachlauf einer Wirbelgeneratorbohrung gesetzt. Der Nachlauf der Wirbelgeneratoren ist durch eine höhere Anzahl an Heißfilmsensoren besser aufgelöst (siehe Abbildung 3.17(b) und 3.18(b)). Zwischen diesen Sensoren und dem Rand des Heißfilms wird ein größerer Abstand gelassen, damit beim Verspachteln der Ränder die Sensoren nicht beschädigt werden.

Für die Datenaufnahme bei der Wirbelgeneratorschaufel wird ein anderes Anemometer (BN9711⁷) als bei dem Heißfilm der Filmkühlschaufel verwendet. Der Messaufbau ist schema-

⁷Eigenentwicklung des DLR

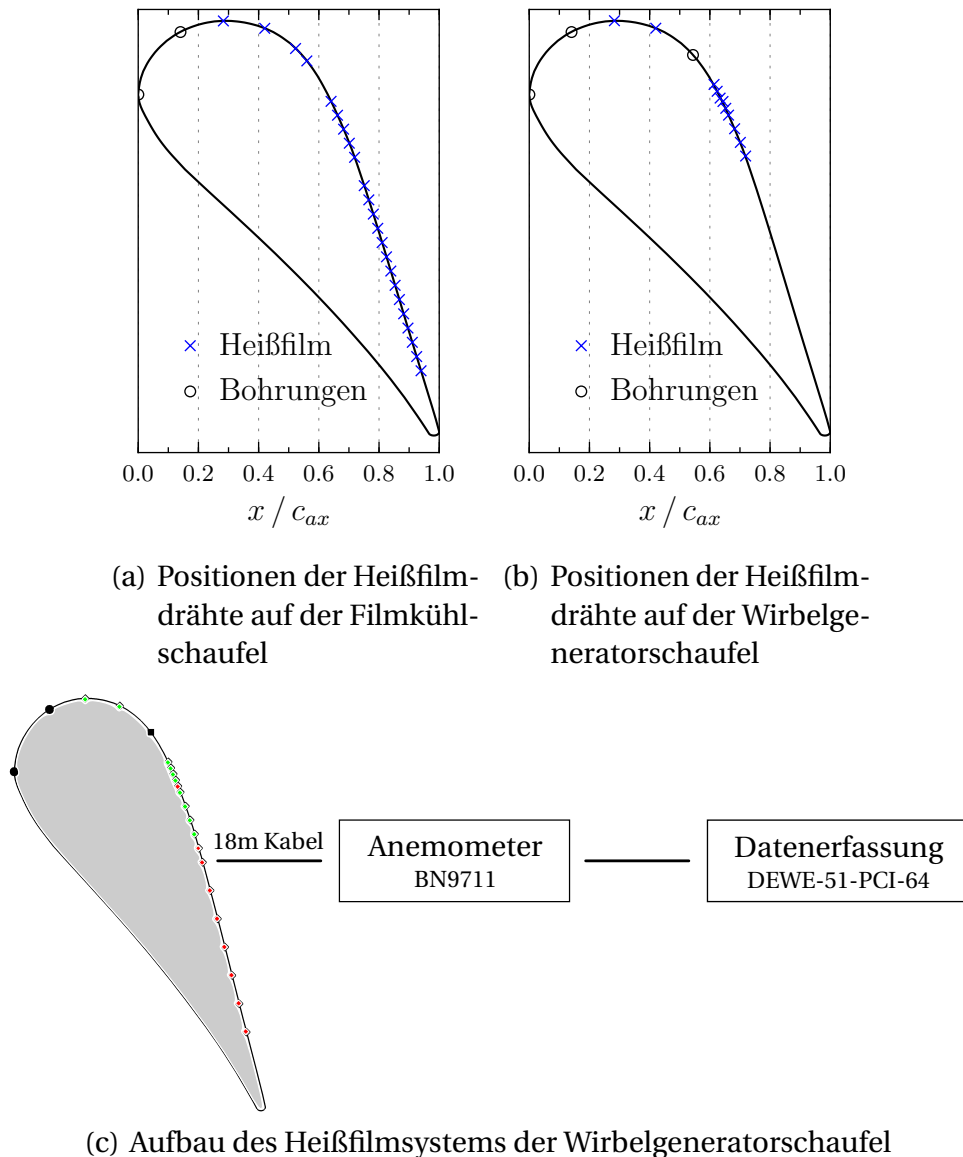


Abbildung 3.18.: Positionen der Heißfilmdrähte und Aufbau des Heißfilmsystems der Wirbelgeneratorschaufel

tisch in Abbildung 3.18(c) dargestellt. Dieses Anemometer hat den Vorteil, 30 Heißfilmsensoren parallel abfragen zu können, wodurch ein Multiplexer überflüssig ist. Die Erfassung der Gleich- und Wechsellspannungssignale erfolgt durch eine Dewetron-Anlage (DEWE-57-PCI-64). Die A/D-Wandlung wird über einen Spannungsbereich von ± 10 V bei einer Abtastrate von 100 kHz realisiert. Ein Hochpassfilter von 10 Hz und ein Tiefpassfilter von 20 kHz werden über die Dewetron-Anlage angewendet. In Abbildung 3.18 zeigen zwei schwarze Kreise an der Schaufelnase die Austrittspositionen der Filmkühlbohrungen an. Die Austrittsposition der Wirbelgeneratorbohrung ist bei $x/c_{ax} = 0,54$.

Alle Sensoren zwischen $x/c_{ax} = 0,61$ und $0,64$ werden parallel aufgenommen. Im hinteren Bereich der Saugseite werden mangels Bauraums drei Gruppen mit je vier Heißfilmsensoren auf einer Rückleitung zusammengefasst. Wegen einer Beschädigung beim Einbau standen

die letzten beiden Gruppen für die Messung nicht zur Verfügung. Die beiden Heißfilm-Sensoren stromauf der Wirbelgeneratoren teilen sich ebenfalls eine Rückleitung. Bei den Gruppen mit geteilter Rückleitung werden die Signale der einzelnen Sensoren zeitlich versetzt aufgezeichnet. Der Sensor bei $x/c_{ax} = 0,65$ ist defekt und wird bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Vor Messbeginn werden die Heißfilme beider Schaufeltypen durch einen Rechtecktest⁸ ohne Strömung abgeglichen. Das Überhitzungsverhältnis der Heißfilmelemente beträgt 1,3. Die Heißfilme sind nicht kalibriert, da für eine Transitionsbestimmung eine qualitative Auswertung ausreichend ist.

Auswertung der Heißfilmdaten: Mit einem Heißfilm wird die konvektive Wärmeabgabe gemessen [127]. Das messphysikalische Grundprinzip beruht auf der Reynoldsanalogie zwischen konvektivem Wärmeübergang und Wandreibung. Diese wird durch die Proportionalität von Stanton-Zahl St und dem halben Reibungsbeiwert c_f beschrieben:

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{c_f}{2}. \quad (3.13)$$

Die Stanton-Zahl lässt sich als das Verhältnis aus Nußelt-Zahl Nu und dem Produkt aus Reynolds- Re und Prandtl-Zahl Pr ausdrücken. Dieser Zusammenhang gilt für Strömungen mit kontinuierlicher Strömungs- und Temperaturgrenzschicht. Dies ist bei der Anwendung von Heißfilmen nicht der Fall, da sich über dem Sensor eine lokale Temperaturgrenzschicht bildet. Für die viskose Unterschicht ist dieser Zusammenhang zwischen Wärmetransport und Reibung jedoch gültig [127]. Setzt man die Nußelt-Zahl

$$Nu = \frac{\dot{q}_w c}{(T_w - T_{ad}) \lambda}, \quad (3.14)$$

die Reynolds-Zahl Re (Gleichung 3.3) und den Wandreibungsbeiwert c_f (Gleichung 2.12) in Gleichung 3.13 ein, ergibt sich:

$$\frac{\dot{q}_w c}{(T_w - T_{ad}) \lambda} \cdot \frac{\mu}{\rho c U_\infty Pr} = \frac{\tau_w}{\rho U_\infty^2}. \quad (3.15)$$

Für den Wärmestrom \dot{q}_w folgt:

$$\dot{q}_w = \frac{\lambda Pr}{\mu U_\infty} \tau_w (T_w - T_{ad}). \quad (3.16)$$

Bei einer gegebenen Strömung ist der Wärmestrom folglich proportional zur Wandreibung und der Temperaturdifferenz von Wandtemperatur und adiabater Wandtemperatur [143]:

$$\dot{q}_w \sim \tau_w (T_w - T_{ad}). \quad (3.17)$$

⁸vgl. Abschnitt 3.1.3 Messtechnik zur Bestimmung der Eintrittsströmung

Daher kann aus dem Wärmestrom auf die Wandschubspannung geschlossen werden, wobei der Wärmestrom über den Heißfilm messbar ist.

Die Heißfilmsensoren an der Wand werden vom Anemometer auf ein konstantes Überhitzungsverhältnis geregelt. Wird der Sensor durch erzwungene Konvektion gekühlt, zeigt sich dieses in einer Spannungsänderung des Sensors. Bei großem Wärmeverlust ist zum Erhalt des Überhitzungsverhältnisses eine höhere Spannung als bei einem kleinen Wärmeverlust notwendig. Da sich der Grenzschichtzustand auf die Wandschubspannung auswirkt, kann von der Wärmeabgabe auf den Grenzschichtzustand geschlossen werden. Bei einer laminaren Grenzschicht ist die Wandschubspannung niedrig und es wird eine niedrigere Spannung bei konstantem Überhitzungsverhältnis benötigt. Bei einer turbulenten Grenzschicht ist die gemessene Spannung dementsprechend höher.

Für die Auswertung der Heißfilmergebnisse werden die RMS-Werte der Spannungsfuktuationen U' verwendet:

$$U' = U - \bar{U}, \quad (3.18)$$

$$U'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i'^2}. \quad (3.19)$$

Der RMS-Wert wird auch als Standardabweichung bezeichnet und gibt die Streuung um den Mittelwert an, wobei Werte, die vom Mittelwert weiter entfernt liegen, durch das Quadrieren stärker gewichtet werden. Zusätzlich wird die Schiefe aus den Spannungsfuktuationen bestimmt. Die Schiefe einer Verteilung ist [143]:

$$U'_S = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left(\frac{U'_i}{U'_{rms}} \right)^3. \quad (3.20)$$

Mit der Schiefe wird der Grad der Asymmetrie eines Signals um dessen Mittelwert beschrieben. Bei einer rechtsschiefen Verteilung ergeben sich gegenüber einer Normalverteilung mehr Ausreißer zu hohen positiven Werten, bei einer linksschiefen Verteilung zu hohen negativen Werten. Ein Beispiel ist anhand der Spannungsfuktuationen zweier Sensoren einer Heißfilm-Messung in Abbildung 3.19 dargestellt. In Abbildung 3.19(a) und (c) ist $U'_S = -1,28$ und die Verteilung folglich linksschief. In Abbildung 3.19(b) und (d) beträgt $U'_S = 0,36$, womit das Signal rechtsschief ist.

Über die Schiefe kann der intermittierende Zustand der Grenzschicht erfasst werden [143]. Bei einer vollständig laminaren oder turbulenten Grenzschicht sind die gemessenen Spannungsschwankungen gleichmäßig um den Mittelwert verteilt. Sobald die Grenzschicht umschlägt, zeigt sich die ungleichmäßige Streuung des Messsignals um den Mittelwert anhand der Schiefe. Treten in einer ansonsten laminaren Strömung einzelne turbulente Bereiche

auf (Turbulenzflecken) ergeben sich an den Heißfilmsensoren einzelne Ausreißer zu hohen Spannungen. Folglich ist die Verteilung gering rechtsschief. Nach Hodson et al. [66] lässt sich der Transitionsbeginn daher über positive Schiefewerte ermitteln. Das Maximum von U'_{rms} bei gleichzeitigem Nulldurchgang der Schiefe markiert eine intermittierende Grenzschichtströmung mit $\gamma = 0,5$ [66]. Die Strömung ist an diesem Punkt 50 % der Zeit turbulent. Eine linksschiefe Verteilung zeigt das Ende des Transitionsbereichs an, dass die turbulente Grenzschicht nur von kurzen laminaren Strömungszuständen unterbrochen ist.

Abbildung 3.20 zeigt die Resultate einer Heißfilm-Messung bei den Abström-Machzahlen $Ma_2 = 1,05$ [34] und $Ma_2 = 1,25$. Es ist zu erkennen, dass U'_s im laminaren Bereich ($x/c_{ax} < 0,55$) kleine positive Werte zeigt. Nach Hodson et al. [66] wird die Grenzschicht hier bereits

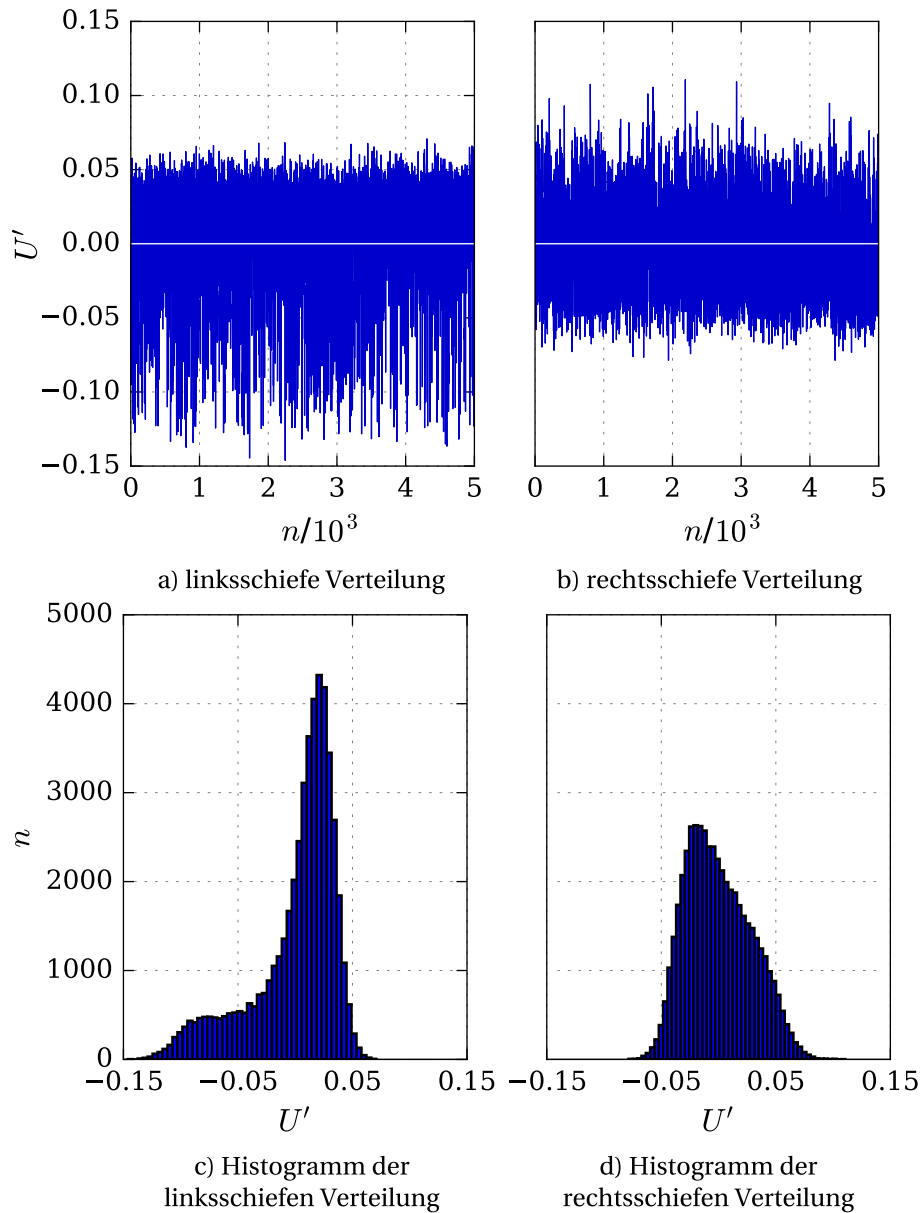


Abbildung 3.19.: Spannungsfluktuationen zweier Heißfilm-Sensoren

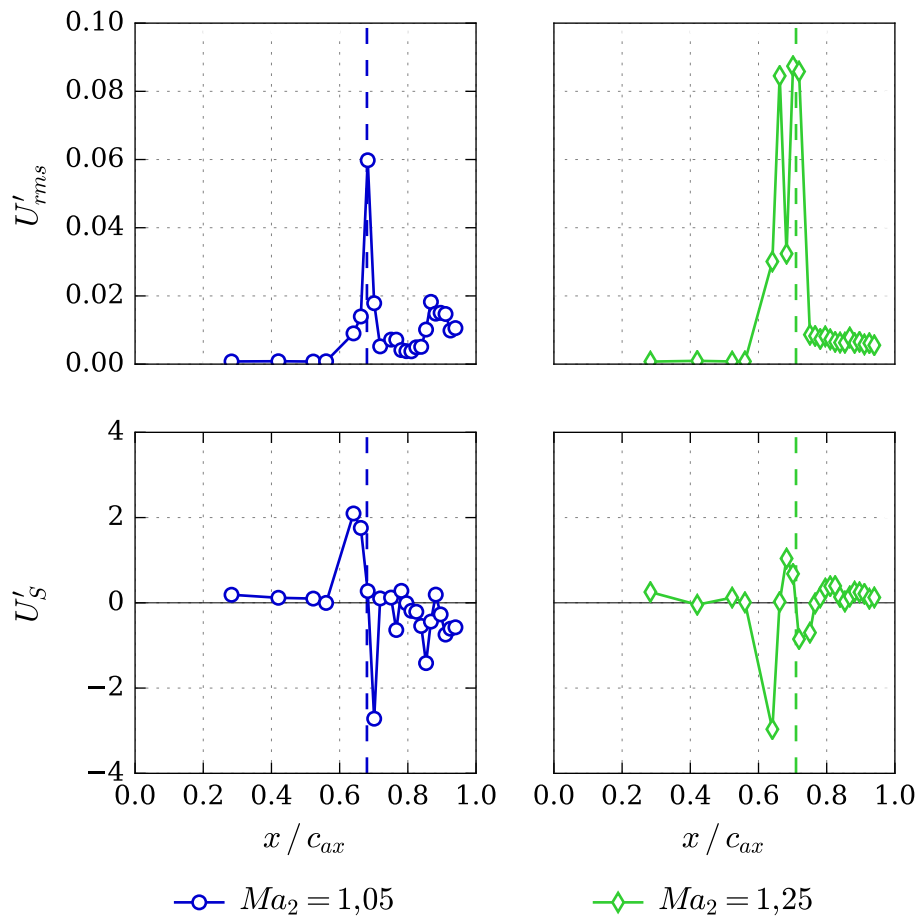


Abbildung 3.20.: Ergebnisse der Heißfilm–Anemometrie an der Filmkühlschaufel bei $c_m = 0 \%$

von Turbulenzflecken durchwandert. Bei $Ma_2 = 1,05$ beginnt U'_{rms} ab $x/c_{ax} = 0,56$ deutlich anzusteigen. Ein Intermittenzwert von $\gamma = 0,5$ ist bei $x/c_{ax} = 0,68$ am Nulldurchgang der Schiefe und am U'_{rms} –Maximum zu erkennen. Diese Stelle wird durch eine senkrechte blaue Linie markiert. Die Transition ist bei $x/c_{ax} = 0,71$ vollständig abgeschlossen. Stromab sind die RMS–Werte gegenüber dem laminaren Bereich deutlich erhöht. Das zusätzliche Ansteigen der RMS–Werte ab $x/c_{ax} = 0,87$ wird durch einen starken normalen Stoß verursacht.

Die Interpretation einer Schiefe– und RMS–Wert–Verteilung wird durch auftretende Ablösungen und Stöße erschwert, wie es bei $Ma_2 = 1,25$ der Fall ist. Bei dieser Machzahl löst die Strömung aufgrund eines einfallenden Stoßes ab. Die Grenzschicht schlägt im Bereich der Ablösung um. Zusätzlich tritt ein Wiederanlegestoß auf. Die Stoß–Grenzschicht–Interaktion ist ein instationärer Vorgang (mindestens auf kleinen zeitlichen und räumlichen Skalen) und daher mit dem Auftreten von Geschwindigkeitsschwankungen verbunden, die sich in der RMS– und Schiefeverteilung zeigen. Da sich Geschwindigkeitsschwankungen in der Grenzschicht auf den Geschwindigkeitsgradienten an der Wand und damit auf die Wandschubspannung auswirken, ergibt sich der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsschwankungen und Wärmeübergang.

In den Daten von Meijering u. Schroeder [119] zeigt sich, dass bei einer stoßinduzierten Ablösung an den Positionen der Ablösung und des Wiederanlegens eine linksschiefe Verteilung zu finden ist. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.20 bei $x/c_{ax} = 0,64$ und $0,71$ zu sehen. Transition findet an Position $x/c_{ax} = 0,71$ statt. An dieser Stelle findet sich das Maximum in der RMS-Verteilung und der Nulldurchgang in der Schiefe. Weiter stromab zeigt sich die turbulente Grenzschicht an den gegenüber dem laminaren Bereich erhöhten RMS-Werten.

Obwohl es nicht möglich ist einzelne Effekte wie einen Anlegestoß direkt aus der Schiefe zu ermitteln, da dieser sich mit der Transition und dem Anlegen der Grenzschicht überlagert, kann die Schiefeverteilung im Zusammenhang mit Schlierenbildern genutzt werden, um die Stoßposition zu bestimmen. In Abbildung 3.20 ist die Grenzschicht ab $x/c_{ax} = 0,76$ vollständig turbulent und angelegt. Da aus einer Schlierenmessung bekannt ist, dass ein Anlegestoß auftritt, ist somit die genaue Position des Stoßes bekannt. Durch die verzerrte Schlierenoptik ist die Bestimmung nicht über das Schlierenbild möglich.

Die Spannungsfluktuationen der Heißfilmdaten werden außerdem über die Amplitudenspektren analysiert. Dieses wird durch eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) der Spannungsfluktuationen unter Anwendung einer Hanning-Fensterung berechnet. Die Amplitudenspektren ermöglichen es instationäre Effekte zu beurteilen, da hohe Amplituden bei einzelnen Frequenzen abgelesen werden können. Des Weiteren ist die erhöhte Energie der turbulenten Grenzschicht im Amplitudenspektrum deutlich von der Energie einer laminaren Grenzschicht zu unterscheiden.

PSP-Technik

Die PSP-Technik ist eine optische Messmethode, bei der drucksensitive Farbe auf die Schaufeloberfläche aufgebracht und der Druck flächig bestimmt werden kann. Luminophor-Moleküle in der Farbe werden durch Licht mit einer bestimmten Wellenlänge angeregt und steigen durch die Anregung im Energielevel. Die Luminophore können im Energielevel wieder fallen und emittieren dabei Licht bei einer höheren bestimmten Wellenlänge [63]. Bei der angewendeten PSP-Intensitäts-Methode werden die Luminophor-Moleküle deaktiviert. Dabei fällt das Energielevel ohne Abgabe von Licht auf den Grundzustand zurück. Dies wird durch Abgabe der Energie von Sauerstoff-Molekülen oder thermisch verursacht (Quenching) und ist vereinfacht im Jablonski-Diagramm in Abbildung 3.21(a) dargestellt. Die Interaktion der angeregten Moleküle mit Sauerstoff-Molekülen erhöht die Wahrscheinlichkeit eines strahlungsfreien Prozesses. Somit folgt, dass ein höherer lokaler partialer Druck des Sauerstoffs an der Oberfläche der Beschichtung zu einer niedrigeren Licht-Intensität der emittierten Luminophore führt [63]. Die lokale Licht-Intensität und deren zeitlich abhängige Änderung wird mit einer geeigneten Kamera detektiert. Zur Nachbearbeitung müssen jedoch Druck- und Temperaturinformationen zur Kalibrierung der Messung verwendet werden, da auch eine thermische Deaktivierung der angeregten Moleküle stattfinden kann. Die Anordnung der Beleuchtung und der Kameras ist in Abbildung 3.21(b) skizziert, wobei hinter der Teststrecke

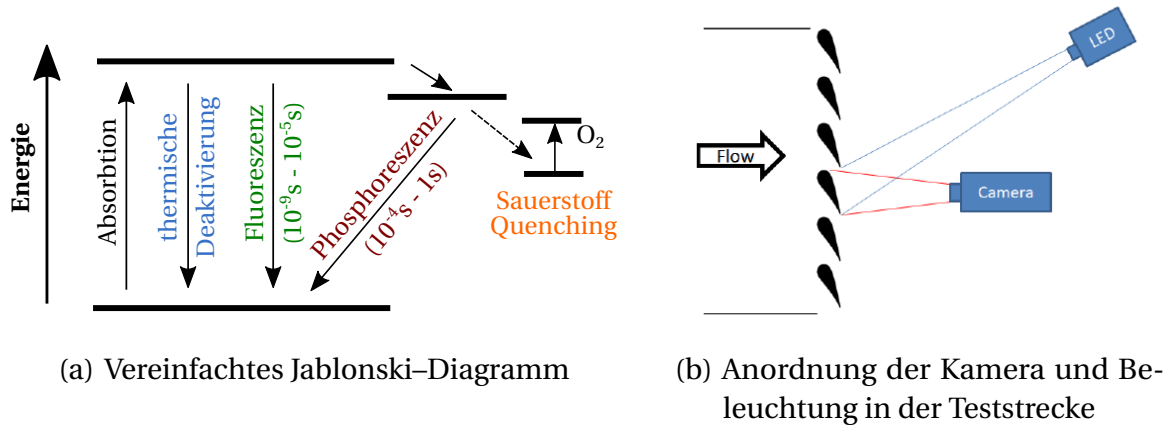


Abbildung 3.21.: PSP-Technik aus [63]

eine CMOS-Kamera (Photron FASTCAM SA1.1 Model 675K-M2) eingesetzt wurde und seitlich daneben die Infrarotkamera VarioCAM HD (siehe Abschnitt 3.1.3). Die CMOS-Kamera wurde mit einer Aufnahmerate zwischen 9600 und 10000 fps betrieben, um die Luminophore zeitaufgelöst aufzunehmen (weitere Details werden in [63] beschrieben).

Nach Liu u. Sullivan [107] ist es möglich den Druck an der Oberfläche der Beschichtung p mit dem Intensitätsverhältnis I der Luminophore während Bedingungen bei konstantem Druck (ref) und während der Messung (run) über die Stern-Volmer-Gleichung ins Verhältnis zu setzen:

$$\frac{I_{ref}}{I_{run}} = A + B \frac{p_{run}}{p_{ref}}. \quad (3.21)$$

Die Korrektur des Temperatureinflusses und Angaben zu Fehlerquellen bei der Intensitäts-Methode sind in [63] beschrieben.

3.1.4. Messmatrix

Das Strömungsverhalten wird zuerst bei unterschiedlichen Abström-Machzahlen an der Basisschaufel untersucht, wobei eine im sub-, zwei im trans- und eine im supersonischen Bereich gewählt ist: $Ma_2 = 0,5; 0,9; 1,05; 1,25$. Die Abström-Machzahlen und die Reynoldszahlen, die sich aus den Abström-Bedingungen ergeben, sind in Abbildung 3.22 dargestellt. Bei allen Machzahlen werden die gleichen Eintrittsbedingungen für Druck und Temperatur eingestellt.

Im nächsten Untersuchungsschritt wird an der Schaufelvorderkante und in der Beschleunigungsregion je eine Filmkühlreihe eingebracht und die Ausblasrate der Filmkühlung wird variiert. Der Druck der Filmkühlkavität wird mit dem Totaldruck der Teststrecke normiert:

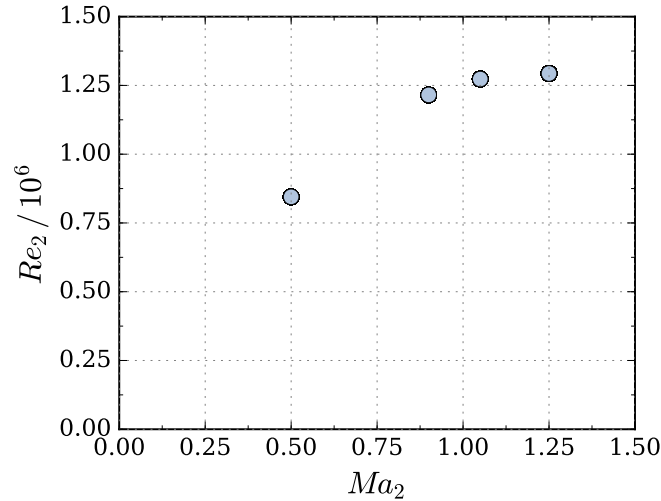


Abbildung 3.22.: Abström–Reynoldszahl über Abström–Machzahl

$$p_{FK}^* = \frac{p_{FK}}{p_{0I}}. \quad (3.22)$$

Diese Strömung stellt die Referenz für die Strömungsbeeinflussung durch die Wirbelgeneratoren dar. Bei einer ersten Hochdruck–Leitschaufelstufe im Triebwerk werden laut Doerffer et al. [34] für die Filmkühlung üblicherweise ein Druckverhältnis zwischen Kavitätsdruck zu Zuströmdruck $p_{FK}^* = 1,05$ bis $1,1$ angewendet. In dieser Arbeit werden daher die begrenzenden Werte $p_{FK}^* = 1,05$ und $1,1$ untersucht. Um den Einfluss der Filmkühlbohrungen selbst zu untersuchen, werden zusätzlich Untersuchungen ohne Ausblasung durchgeführt.

Für die Filmkühl–Ausblasung bei der Wirbelgeneratorschaufel wird ein Kavitäts- zu Zuströmdruckverhältnis $p_{FK}^* = 1,05$ angesetzt. Die Filmkühl– und Wirbelgeneratorschaufel werden bei einer Abström–Machzahl $Ma_2 = 0,9$ untersucht. Das Vorgehen für die Regelung der Ausblasstärke der Wirbelgeneratoren ist das gleiche wie für die Filmkühlung, wobei der Druck innerhalb der Wirbelgenerator–Kavität gemessen und geregelt wird. Die Filmkühlung und Ausblasung des Wirbelgenerators soll isotherm sein, da der Wärmeübergang nicht weiter untersucht wird. Durch ein verzögertes Aufheizen der Verrohrung lag die Ausblastemperatur im Mittel bei $T = 297$ K. Gemessen wird diese in dem Plenum (Abbildung 3.4(b)).

Bei dem Druck der Wirbelgenerator–Kavität p_{WG} wird zwischen zwei unterschiedlichen Parametern unterschieden: Zum einen der gemessene Druck in der Kavität p_{WG} und zum anderen der Kavitätsdruck, auf den geregelt wird $p_{WG,R}$. Diese Unterscheidung ist notwendig, da sich der Kavitätsdruck absenkt, sobald der Wirbelgenerator gepulst wird. Der Druck $p_{WG,R}$ wird ohne aktiven Pulsgenerator bei konstanter Ausblasung eingeregelt. Bei aktivem Pulsgenerator werden die Regelparameter für die Wirbelgenerator–Ausblasung konstant gehalten, was zu einer Absenkung des Totaldrucks innerhalb der Kavität führt. Für die Auswertung wird das

Verhältnis p_{WG}^* aus dem Regeldruck der Wirbelgenerator-kavität $p_{WG,R}$ und dem Totaldruck der Teststrecke p_{0I} gebildet:

$$p_{WG}^* = \frac{p_{WG,R}}{p_{0I}}. \quad (3.23)$$

Die Messmatrix der Untersuchungen mit Wirbelgeneratoren ist in Tabelle 3.1 aufgelistet. In der ersten Spalte ist das Verhältnis des Wirbelgenerator-Regeldrucks zum Eintritts-Totaldruck der Teststrecke p_{WG}^* aufgeführt. Des Weiteren sind die Frequenz des Pulsens f und der Pulsbreite Δ [130] dargestellt. Den folgenden Spalten kann entnommen werden, welche Messtechnik zum Einsatz kommt.

Verwendet werden Nachlauftraversierung, Schlierentechnik, Infrarottechnik, Heißfilm-Sensoren und PSP-Technik. Lediglich bei der Schlierentechnik werden nicht alle Messpunkte berücksichtigt. Die Wirbelgeneratoren werden bei $p_{WG}^* = 0,7$ gepulst. Für die Wahl der Frequenz f und Pulsbreite Δ wird sich an Bons et al. [14, 15, 12] orientiert.

3.2. Numerische Methoden

3.2.1. Strömungslöser TRACE

Übersicht

In dieser Arbeit werden die numerischen Untersuchungen mit dem Strömungslöser TRACE durchgeführt. TRACE wird am Institut für Antriebstechnik des DLR für den vorwiegenden Einsatz in Turbomaschinen entwickelt [128, 94, 43, 42, 180, 8, 48].

Die zugrunde liegenden Gleichungen zur Modellierung einer Strömung sind die Navier-

Tabelle 3.1.: Messmatrix Wirbelgeneratoren

p_{WG}^*	f / Hz	Δ	Nachläufe	Schlieren- technik	Infrarot- technik	Heißfilm	PSP- Technik
0	0	0	✓	✓	✓	✓	✓
0,52	0	0	✓	✓	✓	✓	✓
0,7	0	0	✓	✓	✓	✓	✓
0,7	5	0,25	✓	✓	✓	✓	✓
0,7	5	0,50	✓	✓	✓	✓	✓
0,7	40	0,25	✓	–	✓	✓	✓
0,7	40	0,50	✓	–	✓	✓	✓
0,7	100	0,25	✓	✓	✓	✓	✓
0,7	100	0,50	✓	–	✓	✓	✓
0,87	0	0	✓	–	✓	✓	✓
1	0	0	✓	✓	✓	✓	✓

Stokes–Gleichungen. Diese werden in TRACE mittels einer Finite–Volumen–Methode diskretisiert. Da in Turbomaschinen häufig Machzahlen größer $Ma = 0,3$ auftreten, müssen Kompressibilitätseffekte berücksichtigt werden. TRACE verwendet die Favre gemittelten Navier–Stokes–Gleichungen für die Turbulenzbeschreibung, wobei die mittleren Geschwindigkeitsschwankungen mit der Dichte gewichtet werden [8, 115, 123].

Die konvektiven Flüsse werden mit Roe’s TVD–Aufwindverfahren diskretisiert, wobei eine MUSCL–Extrapolation verwendet wird, um eine Genauigkeit zweiter Ordnung zu erreichen. Die konvektiven Flüsse des Transitionsmodells werden mit der Fromm–MUSCL–Extrapolation zweiter Ordnung diskretisiert [180, 115].

Turbulenzmodelle

In dieser Arbeit werden unterschiedliche Turbulenzmodelle verwendet. Zum einen das SST k – ω –Modell (Shear Stress Transport) und zum anderen das SSG/LRR– ω –Modell⁹. Für beide steht in TRACE eine Kopplung mit dem γ – Re_θ –Transitionsmodell zur Verfügung.

Das SST k – ω –Modell ist ein Zwei–Gleichungs–Turbulenzmodell. Es basiert auf der Hypothese von Boussinesq und gehört zu den Wirbelviskositätsmodellen. Hierbei wird über eine turbulente Scheinviskosität ein Zusammenhang zwischen turbulenten Scheinspannungen und den Geschwindigkeitsgradienten hergestellt [147]. Das SST k – ω –Modell [120] wird in TRACE nach Menter et al. [121] implementiert und durch Vergleich mit den Daten von Rumsey et al. [144] verifiziert [172].

Es kann bei Zwei–Gleichungs–Turbulenz–Modellen zu einer unphysikalischen Überproduktion von turbulenter kinetischer Energie in der Staupunktregion kommen [172]. Zur Behandlung dieser Anomalie wird der Kato–Launder–Limiter [81] verwendet.

Zusätzlich steht eine Durbin–Limitierung [39] zur Verfügung, die nach Untersuchungen von Malan et al. [114] vorteilhaft ist. Es handelt sich bei diesem Limiter um eine sogenannte Realisierbarkeits–Bedingung, die anstelle einer weniger einschränkenden Bindung an die Produktion, wie in Vieser et al. [174] vorgeschlagen, angewendet werden kann. Im Weiteren steht eine sogenannte Ablöse–Modifikation für das SST k – ω –Modell zur Verfügung [172]. Hierbei wird der Produktionsterm der k –Gleichung nach den Empfehlungen aus Bourgeois et al. [17] abgeändert, um ein zu spätes Ablösen der Strömung zu verhindern.

Bei dem SSG/LRR– ω –Modell handelt es sich um ein RSM–Modell (Reynolds Stress Modell). Bei RSM–Modellen werden nicht-isotrope turbulente Scheinspannungen berechnet. Laut Morsbach [123] stellt es eine Kombination des SSG–Modells für freie Scherströmungen und dem LRR–Modell für turbulente Grenzschichten dar.

⁹(Speziale, Sarkar, Gatski)/(Launder, Reece, Rodi)

γ - Re_θ -Transitionsmodell

In TRACE sind zwei Transitionsmodelle implementiert. Zum einen verfügt TRACE über das sogenannte Multimode-Modell [92]. Dies basiert auf einer Integralmethode, die experimentelle Korrelationen verwendet. Es wird in dieser Arbeit nicht angewendet, da es laut Kožulović [93] nicht für abgelöste Strömungen geeignet ist.

Das zweite implementierte Transitionsmodell ist das γ - Re_θ -Modell. Es ist ein Zwei-Gleichungsmodell, das auf lokale Variablen zurückgreift und ebenfalls auf empirischen Korrelationen basiert. Langtry [99] zeigt Ergebnisse für ebene Platten, Flügelprofile und Turbinen, einen 3D-Flügel in transsonischer Strömung, ein Kompressor niedriger Streckung und eine 3D-Windturbine. Die Implementierung in TRACE erfolgte nach Langtry u. Menter [100], wobei die Korrelationen für die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl bei Transitionsbeginn Re_{θ_t} nach Menter et al. [122] integriert sind. Außerdem stehen die Korrelationen nach Malan et al. [114] zur Verfügung. Die Kopplung des SSG/LRR- ω -Modells mit dem γ - Re_θ -Transitionsmodell in TRACE ist in Habermann [57] beschrieben.

CFD-Einstellungen

Die numerischen Untersuchungen werden mit dem γ - Re_θ -Transitionsmodell durchgeführt. In Tabelle 3.2 sind die untersuchten Kombinationen des γ - Re_θ -Transitionsmodells mit Turbulenzmodellen und Limitern bzw. Modifikationen in TRACE aufgeführt. K.-L. ist die Abkürzung für den Kato-Launders-Limiter [81]. RM bezeichnet die Ablösemodifikation nach Bourgeois et al. [17] und Durbin bezieht sich auf den Durbin-Limiter nach Durbin [39]. RSM steht für das SSG/LRR- ω -Modell.

Tabelle 3.2.: CFD-Einstellungen

Fall	Turbulenz- model	K.-L.	RM	Durbin
A	SST $k-\omega$	✓	–	–
B	SST $k-\omega$	✓	✓	–
C	SST $k-\omega$	–	–	✓
D	SST $k-\omega$	–	✓	✓
E	RSM	–	–	–

3.2.2. Räumliche Diskretisierung

Für die Vernetzung der Geometrie wird das Vernetzungsprogramm für strukturierte Netze G3DHexa [49], das am Institut für Antriebstechnik DLR entwickelt wird, verwendet. Abbildung 3.23 zeigt ein Ablaufschema für den Prozess von den Profilkordinaten bis hin zur CFD-Simulation mit TRACE. Aus den Koordinaten für die Kanalbreite, Teilung sowie der

Netzausdehnung vor und hinter dem Profil wird das S2M-Netz erstellt. G3DHexa erstellt aus den Profilkordinaten und dem S2M-Netz ein strukturiertes O-C-G-H-Netz, welches in Abbildung 3.24 dargestellt ist.



Abbildung 3.23.: Ablaufschema: Vernetzung bis TRACE

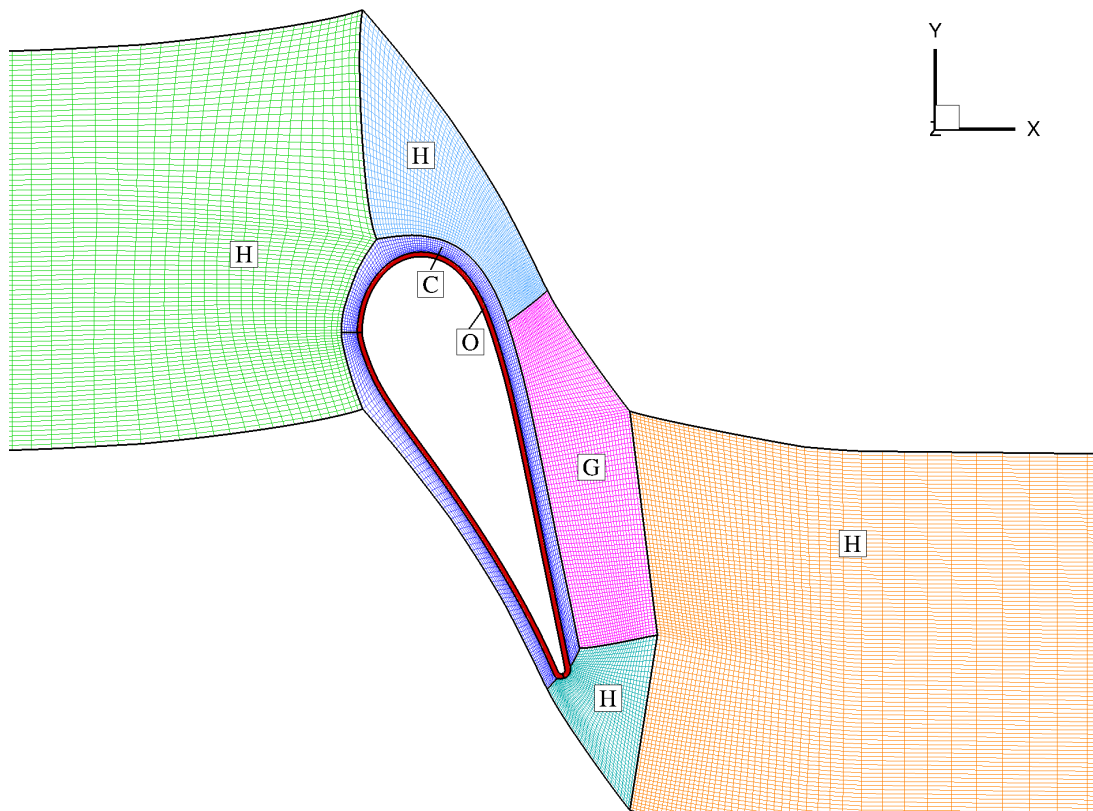


Abbildung 3.24.: Strukturiertes O-C-G-H-Netz

Eine isometrische Ansicht des Netzes zeigt Abbildung 3.25. Es sind die Einlass- und Auslassebene zu erkennen. An der Einlassebene ist die Vernetzung eingeblendet und es ist zu erkennen, dass die Seitenwandgrenschicht durch das Netz aufgelöst wird. Außerdem sind die viskosen Wände gekennzeichnet. In Teilungsrichtung werden periodische Ränder verwendet.

Im Anschluss wird das Gitter mit GMC (General Mesh Connector [54]) für die Simulation vorbereitet. Die Randbedingungen werden in GMC definiert, sowie das Netz für eine effiziente, parallele CFD Rechnung aufgeteilt. Es können mit GMC erste Einstellungen für die CFD-Simulation vorgenommen werden. Der abschließende Schritt ist, die fehlenden Parameter in der TRACE-Kontrolldatei festzulegen.

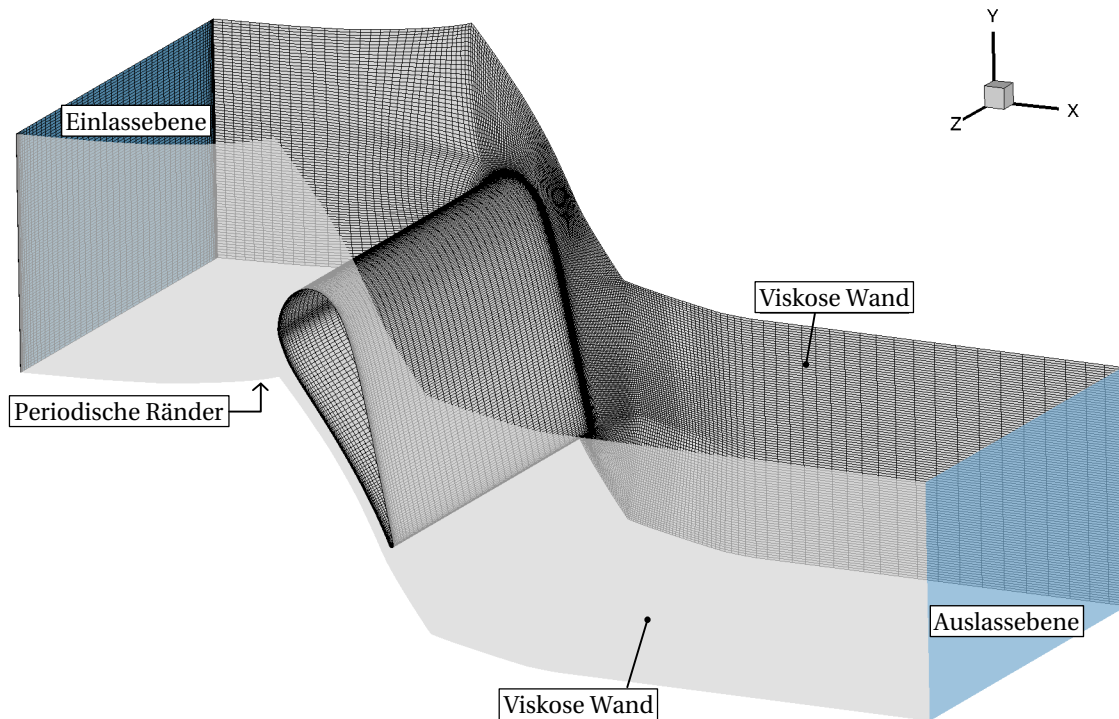


Abbildung 3.25.: Isometrische Netzansicht

3.2.3. Randbedingungen

Für die Einlass- und Auslasssebene werden nicht reflektierende Randbedingungen angewendet. In Tabelle 3.3 sind die Einlassbedingungen angegeben, die bei allen Rechnungen konstant über die Eintrittsebene angewendet werden. Eine Ausnahme stellen der Totaldruck und der Turbulenzgrad dar. Beide Größen werden messtechnisch in z-Richtung des Windkanals erfasst, womit die Wandgrenzschicht des Windkanals in z-Richtung aufgelöst wird. Diese experimentellen Daten werden als Eintrittsbedingungen für die Simulation angewendet.

Tabelle 3.3.: Randbedingungen Einlasssebene

Größen	Wert
Geschwindigkeit	41 m/s
Umfangswinkel	0°
Turbulenzgrad	0,5 %
Turbulentes Längenmaß	0,00045 m
Totaldruck	115.000 Pa
Totaltemperatur	300 K

Die Messung der Eintrittsbedingungen wird 0,08 m stromauf der Schaufelvorderkante durchgeführt. Das numerische Gitter hat seine vordere Begrenzung an dieser Ebene. Das turbulente Längenmaß wird mittels der Angaben aus Kožulović [93] bestimmt. Der statische

Druck der Auslassebene wird mittels der Isentropenbeziehung ermittelt [18]:

$$p_2 = \frac{p_{01}}{\left[\left(Ma_2^2 \frac{\kappa-1}{2} \right) + 1 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}. \quad (3.24)$$

Der y^+ -Wert wird als Maß für die Güte der Grenzschichtauflösung verwendet. Für die Anwendung des $\gamma-Re_\theta$ -Transitionsmodells gibt Langtry [99] an, dass bei einem y^+ -Wert zwischen 0,001 und 1 kein Effekt auf die Transitionslage auftritt. Die y^+ -Werte in dieser Arbeit liegen zwischen $y^+ = 0,001$ und 1.

3.2.4. Bewertungskriterium

Bei der numerischen Strömungssimulation ist es notwendig die Qualität des Ergebnisses zu prüfen und auftretende Fehler zu minimieren. Nach Ferziger u. Peric [44] ergeben sich folgende Fehler:

- (a) Vereinfachungen und Näherungen bei Integral- und partiellen Differentialgleichungen, der sogenannte Modellfehler, ergeben eine Differenz zur realen Lösung.
- (b) Diskretisierungsfehler durch Approximationen der Integral- und partiellen Differentialgleichungen, der sich durch den Unterschied der exakten Lösung der Erhaltungsgleichung zur diskreten Approximation ergibt.
- (c) Restfehler durch Anwendung und vorzeitigem Abbruch von Iterationen zum Lösen der diskreten Approximation.
- (d) Fehler durch Programmierung und Anwendung sollen durch Testprozeduren und Sinnhaftigkeitsprüfungen ausgeschlossen werden.

Der Iterationsfehler (c) kann über die Verringerung des L1-Residuums (Summe der Beträge der lokalen Residuen) überprüft werden [44]. In dieser Arbeit sind die TRACE spezifischen Empfehlungen zur Verringerung des L1-Residuums eingehalten worden [95]. Zur Bewertung der räumlichen Diskretisierungsfehler (b) wird eine Netzkonzvergenzstudie durchgeführt. Als Bewertungskriterium wird der Verlustkoeffizient ξ nach Gleichung 3.21 ohne die Berücksichtigung der Ausblasmassenströme verwendet.

Diese Größe gibt Aufschluss über die Strömungseigenschaften im Feld. Im Verlustkoeffizienten ξ bilden sich u.a. die Einflüsse von Ablöseblasen und Grenzschichtdicken ab. Der resultierende Verlustkoeffizient wird über der repräsentativen Netzgröße nach Celik et al. [22] aufgetragen:

$$h = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta V_i \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (3.25)$$

Hierbei wird das Gesamtvolumen des Netzes V_i mit der Zellanzahl n gewichtet. Es werden drei Stufen der Netzfeinheit untersucht, wobei das feinste Netz der Index 1 und das gröbste der Index 3 zugeordnet wird. Angaben zu h und der Zellanzahl sind in Tabelle 3.4 dargestellt.

Tabelle 3.4.: Räumliche Diskretisierung

Netzstufe	$h / 10^{-3}$	Anzahl Zellen / 10^6	h_i/h_1
1	0,64	8,5	1
2	1,02	2,2	1,58
3	1,14	1,5	1,77

Der Diskretisierungsfehler wird auf Basis der Richardson–Extrapolation [44] bestimmt. Es wird zunächst die Ordnung der Fehlerreduktion p nach Celik et al. [22] ermittelt:

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left[\left| \ln \left| \frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right| \right| + \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \right], \quad s = \operatorname{sgn} \left(\frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right). \quad (3.26)$$

Für ϕ wird eine lokale oder integrale Größe der verschiedenen Netze eingesetzt. Die Größe r ist der Quotient aus zwei repräsentativen Netzgrößen: $r_{21} = h_2/h_1$ und $r_{32} = h_3/h_2$. Um Gleichung 3.26 zu lösen, wird eine Fixpunktiteration angewendet [22]. Die Netzkonvergenzstudie wird durch den Netzkonvergenzindex GCI (Grid Convergence Index) bewertet [22]:

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad (3.27)$$

$$GCI = \frac{1,25 e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (3.28)$$

4. Ergebnisse

4.1. Basisschaufel: Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse

4.1.1. Übersicht

Die Basisschaufel wird experimentell und numerisch untersucht. Die Experimente werden am Windkanal für ebene Gitter Göttingen (EGG) durchgeführt. Vier verschiedene Abströmmachzahlen werden betrachtet: $Ma_2 = 0,5, 0,9, 1,05$ und $1,25$. In den experimentellen Untersuchungen werden an der Einlassebene eine 1-D-Hitzdrahtsonde und eine Kobrasonde eingesetzt, um die Totaldruckverteilung und den Turbulenzgrad am Teststrecken-Eintritt zu ermitteln. Diese Ergebnisse werden als Randbedingung für die numerische Simulation verwendet. Die Strömung um das Profil wird mit Schlierentechnik¹ und Druckmessbohrungen auf der Schaufel untersucht. Zur Grenzschichtanalyse wird eine Infrarotkamera eingesetzt, die die Oberflächentemperatur auf der Saugseite misst.

Die numerische Betrachtung erfolgt mit dem DLR-AT Strömungslöser TRACE unter Verwendung unterschiedlicher Turbulenzmodelle. Die Ergebnisse werden mit den Messergebnissen verglichen. Es werden hierbei als Turbulenzmodell das SST $k-\omega$ -Modell und ein RSM-Modell in Kombination mit dem $\gamma-Re_\theta$ -Transitionsmodell verwendet. Zusätzlich werden für das SST $k-\omega$ -Modell verschiedene Einstellungen der Turbulenz-Limiter angewendet (siehe Tabelle 3.2). Am Ende des Kapitels werden die Ergebnisse der Netzkonvergenzstudie besprochen. Die L1-Residuen der numerischen Simulation werden in den Abbildungen A.3–A.7 dargestellt.

4.1.2. Eintrittsbedingungen in die Teststrecke

Die Eintrittsbedingungen des EGG werden mittels einer Dreiloch-Kobrasonde zur Bestimmung des Totaldrucks, der Machzahl und des Strömungswinkels und einer Hitzdrahtsonde zur Bestimmung des Turbulenzgrads untersucht. Abbildung 4.1 zeigt die Eintrittsbedingungen von einer Seitenwand ($z/z_{EGG} = 0$) bis zur Kanalmitte ($z/z_{EGG} = 0,5$). Der Totaldruck der mittleren Sondenbohrung p_{01y} wird mit dem Totaldruck der Teststrecke p_{01} normiert und das Totaldruckverhältnis p_{01y}/p_{01} angegeben. Der Totaldruck der Teststrecke p_{01} wird mittig

¹Schlierenkante quer zur Schaufelsehne

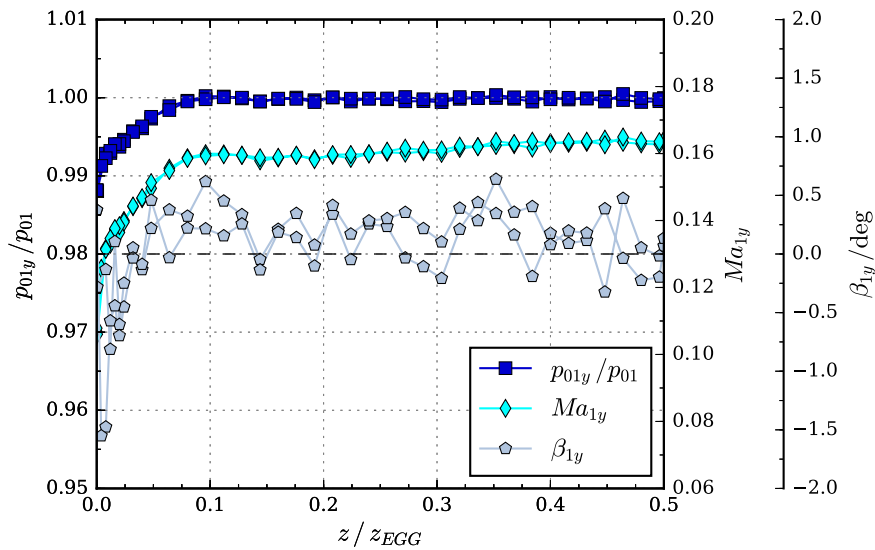


Abbildung 4.1.: Eintrittsbedingungen der EGG-Teststrecke

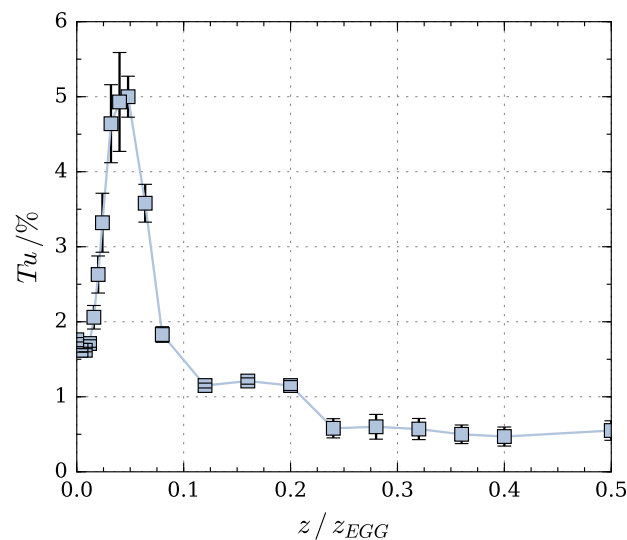


Abbildung 4.2.: Turbulenzgradverteilung Einlassebene EGG

in der Zuströmdüse gemessen (vgl. Abbildung 3.4(a)).

Ab $z/z_{EGG} \approx 0,1$ zeigt sich ein konstanter Totaldruck bis zur Kanalmitte. Die Seitenwandgrenzschicht reicht bis zu dieser Position. Außerhalb der Seitenwandgrenzschicht wird eine Zuströmgeschwindigkeit um $Ma_{1y} \approx 0,16$ erreicht, die zur Kanalmitte leicht zunimmt. Der angestrebte Zuströmwinkel von $\beta_{1y} = 0^\circ$ wird über die gemessene Kanalbreite mit leichten Abweichungen erreicht. Die Höhe der Schwankungen liegt innerhalb der Auflösungsgenauigkeit des angeschlossenen Messsystems PSI 8400.

Abbildung 4.2 zeigt die Turbulenzgradmessung von einer Seitenwand bis zur Kanalmitte. Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichung der Turbulenzgradauswertung. Innerhalb

der Wandgrenzschicht bis $z/z_{EGG} \approx 0,1$ ist die turbulente Wandgrenzschicht zu erkennen. Hier zeigt sich ein Maximum von $Tu = 5\%$ bei $z/z_{EGG} \approx 0,05$. Von $z/z_{EGG} \approx 0,05$ bis $0,1$ fällt der Turbulenzgrad auf 1% innerhalb der Seitenwandgrenzschicht ab. Besonders in der Grenzschichtmitte an der Maximalposition ist die Abweichung besonders hoch. Außerhalb der Grenzschicht ab $z/z_{EGG} \approx 0,23$ (bis zur Kanalmitte) liegt der Turbulenzgrad bei $Tu = 0,5\%$.

4.1.3. Abström–Machzahl $Ma_2 = 0,5$

Stoßstruktur: Bei der subsonischen Abström–Machzahl $Ma_2 = 0,5$ bildet sich kein Stoß aus. Das experimentelle und numerische Schlierenbild ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Eine Strömungsverzögerung ist bei ① zu erkennen. Die Verzögerung wird durch das Ende der Düse, die durch die Schaufeln gebildet wird, hervorgerufen. Durch den positiven Druckgradienten schlägt die Grenzschicht an dieser Stelle um. Die Strömung wird durch die CFD–Simulation gut reproduziert.

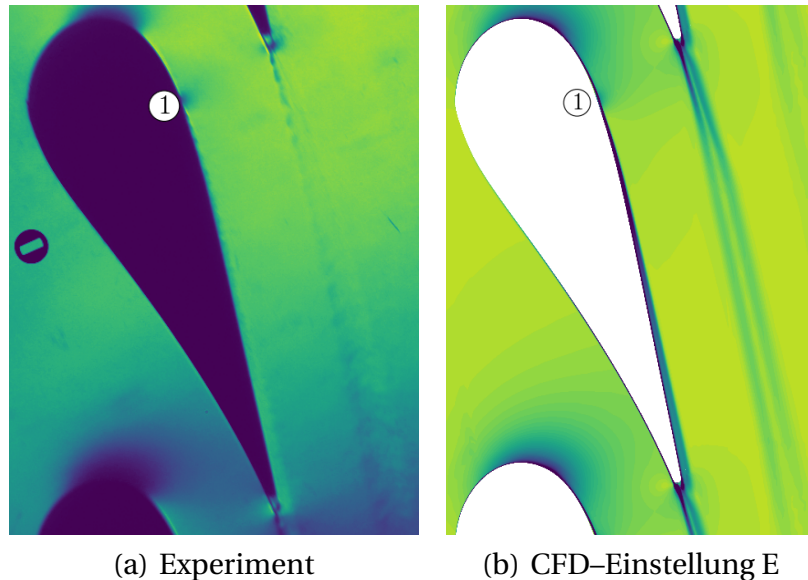
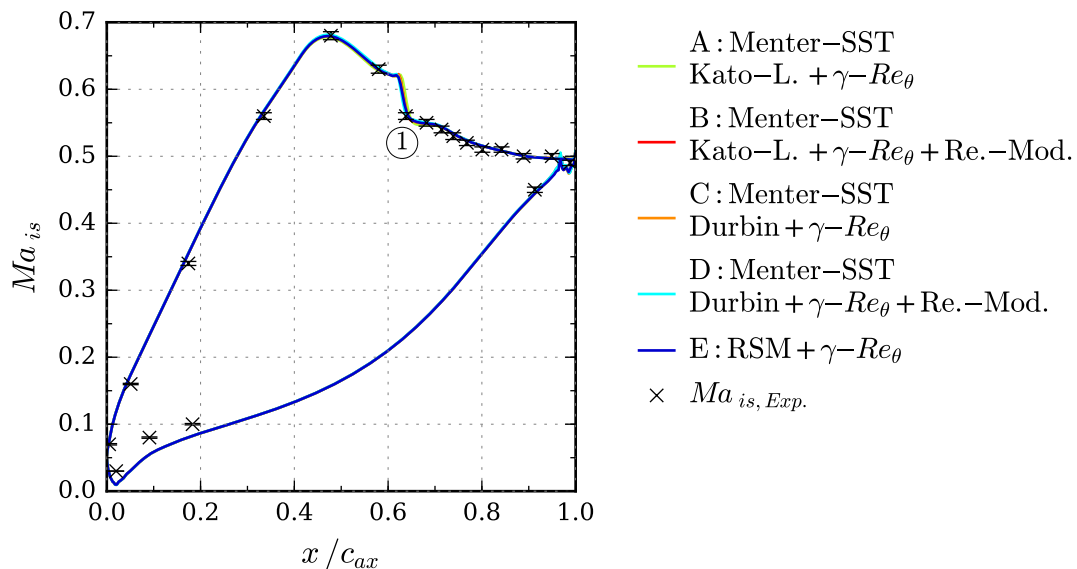


Abbildung 4.3.: Experimentelles und numerisches Schlierenbild des Strömungsfeldes bei $Ma_2 = 0,5$

Isentrope Machzahlverteilung: Ein Vergleich der isentropen Machzahlverteilung über der relativen Schaufelsehne erlaubt eine Aussage zur Vergleichbarkeit von Messung und CFD–Ergebnis. Neben den Messergebnissen sind alle CFD–Simulationen mit den Einstellungen aus Tabelle 3.2 in Abbildung 4.4 dargestellt. Die gemessene Druckverteilung an der Schaufeloberfläche wird als isentrope Machzahl dargestellt².

Es besteht auf der Saugseite eine quantitative Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen für alle CFD–Einstellungen. In der Beschleunigungsregi-

²vgl. Gleichung 3.2

Abbildung 4.4.: Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 0,5$

on und auf der Druckseite stimmen Experiment und Numerik qualitativ überein. Die zwei Druckbohrungen auf der Druckseite zeigen die größte Abweichung zur Numerik. Diese beträgt an der ersten Bohrung ($x/c_{ax} = 0,183$) $\Delta p \approx 400$ Pa und an der zweiten Bohrung ($x/c_{ax} = 0,025$) $\Delta p \approx 300$ Pa. Die Vorgaben für die Eingangsbedingungen der CFD-Rechnung entstammen der Messung zur Eintrittsbedingung der Teststrecke. Diese wurden bei der Abström-Machzahl $Ma_2 = 1,05$ gemessen. Zwischen sub- und supersonischer Abströmung können leichte Unterschiede in der Zuström-Machzahl auftreten, da sich bis zum Sperren der Strömung am engsten Querschnitt der Massenstrom verändern kann [18]. Es besteht bei der gemessenen P1-Verteilung eine mittlere Abweichung von $\Delta p \approx 350$ Pa zwischen den beiden Fällen, was zur Abweichung von Experiment und CFD-Ergebnis passt. Die Verzögerung bei ① in der Schlierenaufnahme ist in Abbildung 4.4 bei $x/c_{ax} \approx 0,62$ zu erkennen.

Grenzschichtzustand auf der Saugseite: Die Ergebnisse der Infrarotmessungen geben Aufschluss über den Zustand der Grenzschicht. Mittels der gemessenen Temperaturinformationen kann auf den konvektiven Wärmeübergang der Grenzschicht geschlossen werden und die Art des Grenzschichtzustands abgeleitet werden. In Abbildung 4.5 werden die Temperaturen aus der Infrarotmessung nach Gleichung 3.12 und die Wandschubspannungen aus den CFD-Ergebnissen mit dem SST $k-\omega$ -Turbulenzmodell (Einstellung D) und dem RSM-Turbulenzmodell (Einstellung E) auf der Saugseite dargestellt. Alle CFD-Rechnungen werden mit Transitionsmodell durchgeführt.

In der Messung ist die Sicht auf die Saugseite durch die Krümmung der Turbinenschaufel auf den Bereich stromab von $x/c_{ax} \approx 0,46$ begrenzt. Nahe den Seitenwänden in Abbildung 4.5(a) sind die Markierungen zu erkennen, mit denen die geometrische Umrechnung der Infrarotpixel auf die Schaufelgeometrie durchgeführt wird. Wie im CFD-Ergebnis reicht

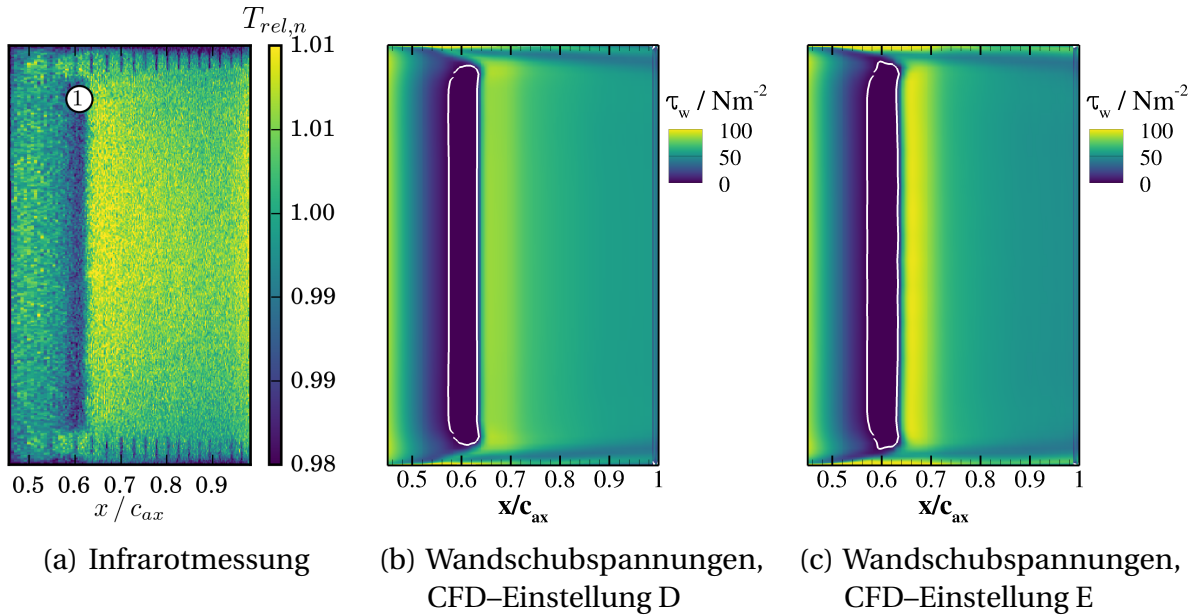
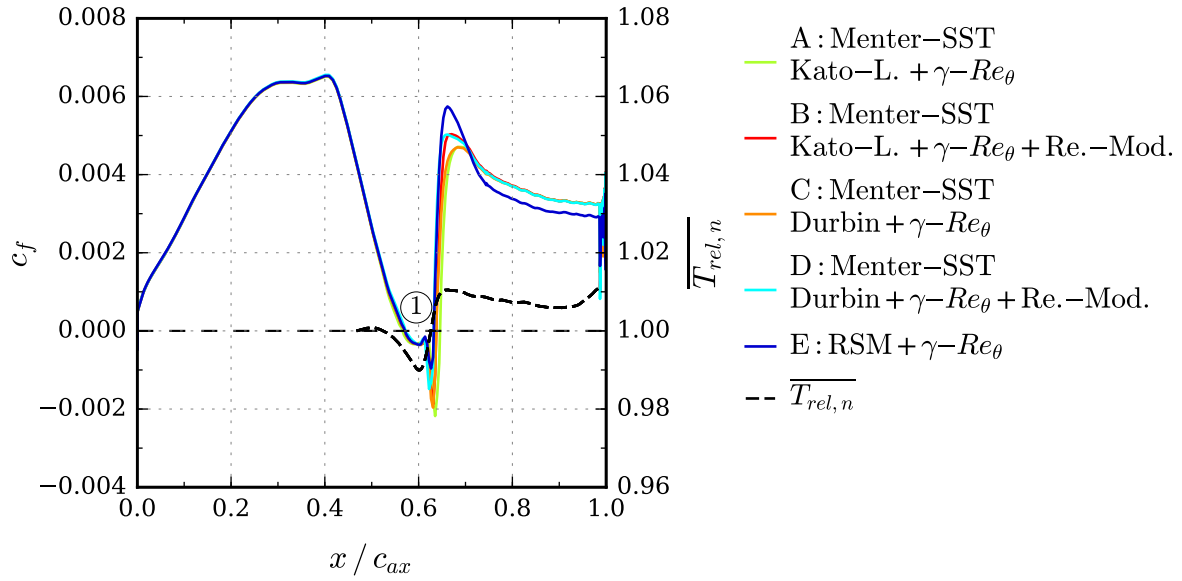
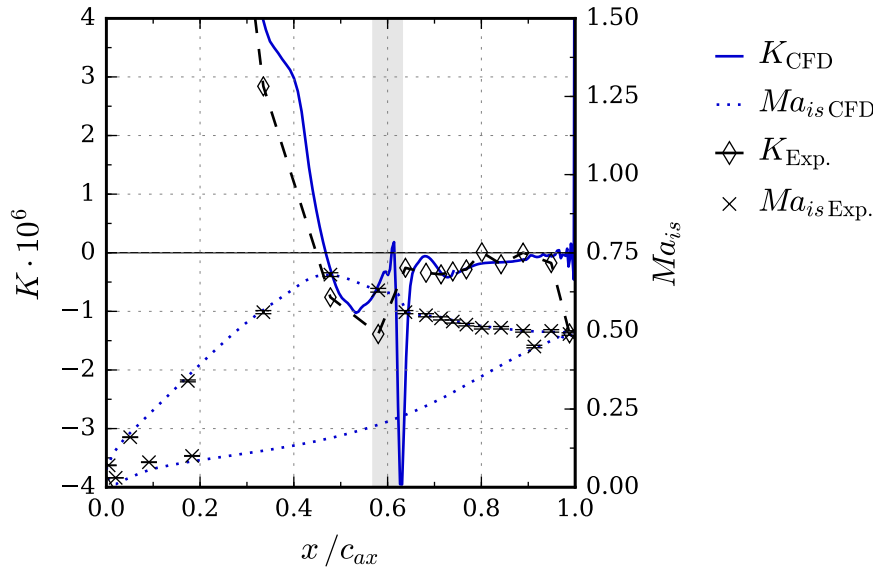


Abbildung 4.5.: Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 0,5$

die Ablöseblase nicht bis zu den Seitenwänden, sondern wird durch ein Ecken-Wirbelsystem beeinflusst [98]. Die Ablöseblase hat im Experiment durch die Markierungen in Spannweitenrichtung eine geringfügig kleinere Ausdehnung als im CFD-Ergebnis. Es ist erkennbar, dass sich über den Großteil der Spannweite eine zweidimensionale Strömung ausbildet, da das Profil in spannwitiger Richtung eine konstante Geometrie hat. Die Strömung am Mittenschnitt wird im Experiment durch die Markierungen nicht beeinflusst.

In Abbildung 4.5(a) ist die Grenzschicht bei ① abgelöst. Die Ablösung lässt sich anhand folgender Merkmale erkennen: Nach Babinsky u. Harvey [6] beginnt die Ablösung der Strömung mit einem Abfall des konvektiven Wärmestroms. Dies ist bei $x/c_{ax} = 0,55$ am Abfall der relativen Temperatur $T_{rel,n}$ zu erkennen. Innerhalb der abgelösten Strömung befindet sich das Minimum ($x/c_{ax} = 0,6$). Ein Anstieg des konvektiven Wärmestroms zeigt ein Wiederauflegen [6]. Dies ist im Experiment daran zu erkennen, dass $T_{rel,n}$ stromab der Ablöseblase deutlich ansteigt. Dieser Anstieg der relativen Temperatur $T_{rel,n}$ ist durch den erhöhten konvektiven Wärmestrom einer turbulenten Grenzschicht zu erklären. Das Maximum befindet sich stromab des Anlegepunktes ($x/c_{ax} = 0,65$). An dieser Stelle ist die Grenzschicht vollständig angelegt. Ablösungen in den Abbildungen 4.5(b) und 4.5(c) sind durch eine weiße Linie hervorgehoben, welche die Isolinie der Wandschubspannung $\tau_w = 0$ darstellt. Die Ablöseblase wird durch diese Linie umschlossen. Die Strömung löst bei beiden CFD-Ergebnissen an der gleichen Position, wie im Messergebnis, ab.

Reibbeiwerte und Beschleunigungsparameter: In Abbildung 4.6 sind die Reibbeiwerte c_f (Gleichung 2.12) der unterschiedlichen CFD-Einstellungen dargestellt. Zusätzlich wird die


(a) Reibbeiwert und $\overline{T_{rel,n}}$


(b) Beschleunigungsparameter und isentrope Machzahl (CFD-Einstellung E)

Abbildung 4.6.: Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentroper Machzahl bei $Ma_2 = 0,5$

relative Temperatur $\overline{T_{rel,n}}$ ³ aus der Infrarotmessung als gestrichelte Linie abgebildet. Der Beschleunigungsparameter K entlang der Saugseite wird in Abbildung 4.6(b) gezeigt. Die Auswertung erfolgt für die experimentellen Daten und die CFD-Ergebnisse mit Einstellung E. In dieser Abbildung wird außerdem die isentrope Machzahlverteilung gezeigt.

Stromauf der Ablöseblase sind die c_f -Werte auf Grund der Beschleunigung innerhalb der Passage hoch, da das Geschwindigkeitsprofil völliger wird (größeres $\delta u / \delta y$). Da die Grenz-

³Gleichung 3.11

schicht von der Ablösung bis zur Hinterkante analysiert werden soll, ist der Wertebereich des Beschleunigungsparameters auf $-4 \cdot 10^{-6} > K > 4 \cdot 10^{-6}$ beschränkt. Die Beschleunigung entlang der Schaufel nimmt ab $x/c_{ax} \approx 0,1$ von $K = 16 \cdot 10^{-6}$ kontinuierlich ab, bis die Saugspitze ($K = 0$) bei $x/c_{ax} = 0,46$ erreicht ist.

In den Infrarotdaten führt ein geringerer Wärmestrom zu $\overline{T_{rel,n}}$ -Werten < 1 ab $x/c_{ax} \approx 0,5$. Dieser wird durch das Ablösen der Grenzschicht verursacht. Die negativen Reibbeiwerte zwischen $x/c_{ax} \approx 0,57$ und $0,63$ der CFD-Resultate zeigen im Simulationsergebnis die Ablöseblase an. In Abbildung 4.6(b) wird die Ablöseblase des CFD-Ergebnisses durch den grauen Bereich markiert. Ab der Saugspitze bei $x/c_{ax} = 0,46$ ist die Strömung verzögert und löst bei $x/c_{ax} = 0,57$ ab. Beim Wiederanlegen ($x/c_{ax} \approx 0,63$) wird die Strömung stark verzögert, da eine Druckdifferenz überwunden werden muss, was an dem Abfall des Beschleunigungsparameters zu erkennen ist. Das Wiederanlegen der Strömung führt zu einem Anstieg von c_f und $\overline{T_{rel,n}}$ [6, 21]. Nach Erreichen des lokalen maximalen c_f -Wertes bei $x/c_{ax} \approx 0,66$ ist die Grenzschicht vollständig turbulent.

Stromab der Ablöseblase haben die Reibbeiwerte einen Wert deutlich über Null. Sie übersteigen die Werte vor der Ablöseblase jedoch nicht. Die Wandschubspannung ist bei einer vollständig turbulenten Grenzschicht ohne Druckgradient höher als bei einer laminaren. Hier erschweren die Geschwindigkeitsgradienten die Analyse des Grenzschichtzustands. Aus Abbildung 4.6(b) geht hervor, dass stromab der Ablöseblase K negativ ist. Demnach resultiert die hohe Wandschubspannung bei allen CFD-Einstellungen in diesem Abschnitt aus einer turbulenten Grenzschicht.

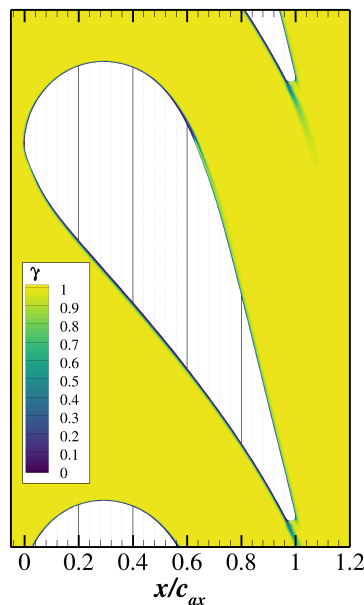


Abbildung 4.7.: Intermittenz im Strömungsfeld bei $Ma_2 = 0,5$, CFD-Einstellung E

Intermittenz im Strömungsfeld: Die Intermittenz im Strömungsfeld liefert weitere Informationen über das Transitionsverhalten. Wenn über die gesamte Grenzschichtdicke die Intermit-

tenz einen Wert von $\gamma = 1$ erreicht hat, ist die Grenzschicht vollständig turbulent. Ab diesem Punkt verhält sich der Produktionsterm der k -Gleichung wie im Original-Turbulenzmodell. Die Intermittenz ist für die CFD-Einstellung E in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Intermittenz γ hat auf der Saugseite ab $x/c_{ax} \approx 0,63$ über die gesamte Grenzschichtdicke einen Wert von 1. Ab diesem Punkt ist die Grenzschicht vollständig turbulent. Auf der Druckseite ist die Grenzschicht bis zur Hinterkante laminar, was daran zu erkennen ist, dass innerhalb der Grenzschicht keine Erhöhung der Intermittenz stattfindet.

4.1.4. Abström-Machzahl $Ma_2 = 0,9$

Stoßstruktur: Abbildung 4.8(a) zeigt das Schlierenbild bei $Ma_2 = 0,9$. Ein einfallender Stoß ② wird an der Saugseite der unteren Schaufel als Expansionsfächer reflektiert ③. Stromauf des einfallenden Stoßes zeigt sich ein schräger Stoß ④, der laut Delery [30] ein Indikator für eine Strömungsablösung ist. Dieser Ablösestoß ist ein Kompressionsstoß⁴. Die Stoßstruktur wird durch die CFD-Simulation gut reproduziert. Die Stöße ② bis ④ sind im CFD-Ergebnis wieder zu finden.

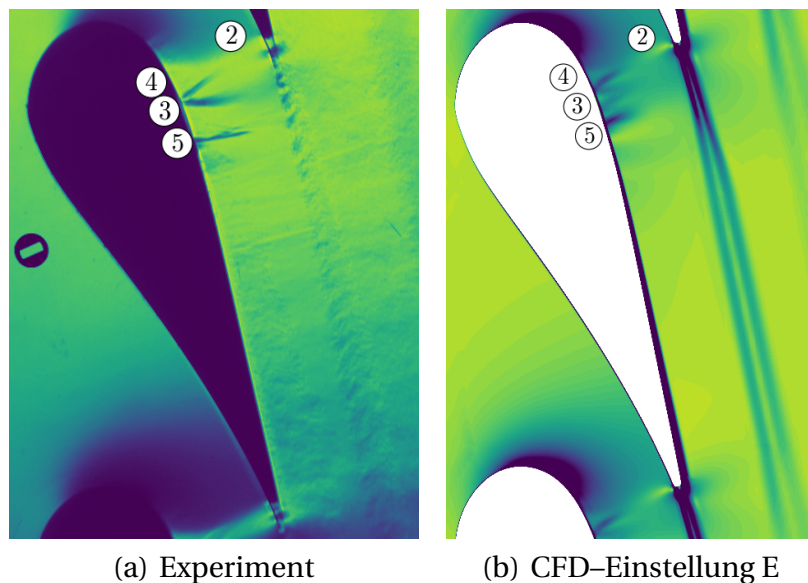


Abbildung 4.8.: Experimentelles und numerisches Schlierenbild des Strömungsfeldes bei $Ma_2 = 0,9$

Stromab des Ablösegebiets verzögert ein gerader Stoß ⑤ die Strömung auf Unterschall. Im Anschluss ist die Grenzschicht turbulent. Dieser Stoß ist kein Wiederanlegestoß. Der schräge Wiederanlegestoß ist in der Darstellung äußerst schwach und stromauf des geraden Stoßes ⑤ zu erkennen. Auch Stoß ⑤ wird im CFD-Resultat wiedergegeben.

Vom Wiederanlegestoß bis zur Hinterkante treten vereinzelt weitere gerade Stöße auf. Instationäre PSP-Daten an diesem Profil bestätigen das Vorhandensein der Stöße [63]. Hilfer

⁴vgl. Abbildung 2.4

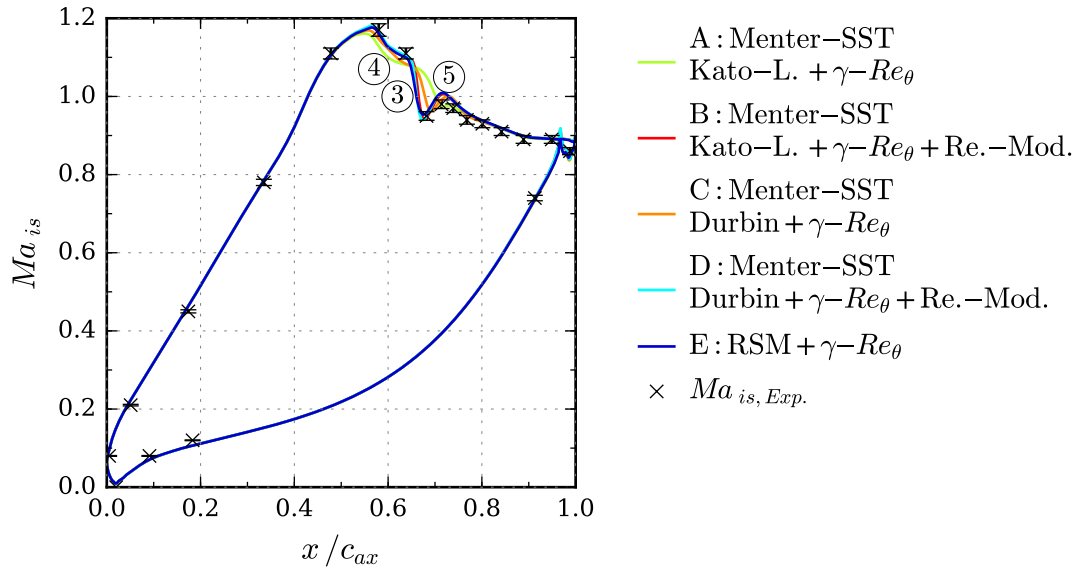


Abbildung 4.9.: Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 0,9$

et al. [63] zeigen, dass diese Stöße mit einer dominanten Frequenz von $f = 662$ Hz oszillieren. DNS-Rechnungen von Wheeler et al. [179] am Profil LS 89 bei gleicher Abström-Machzahl und einer Abström-Reynoldszahl von $5 \cdot 10^5$ ergeben ein ähnliches Verhalten. Wheeler et al. [179] geben an, dass die Stoßbewegungen durch den Nachlauf der oberen Schaufel verursacht werden. Die Autoren berichten, dass sich auf der Saugseite nahe der Hinterkante zweidimensionale Kelvin-Helmholtz-Strukturen bilden, die Oszillationen in der Strömungstemperatur nahe der Wand hervorrufen. Die laminare Grenzschicht wird an dieser Stelle instabil und schlägt um.

Isentrope Machzahlverteilung: Es zeigt sich eine quantitative Übereinstimmung zwischen der gemessenen und berechneten Machzahlverteilung von der Mitte des Beschleunigungsgebiets ($x/c_{ax} = 0,3$) bis zur Saugspitze ($x/c_{ax} = 0,58$) und an der Hinterkante. Ansonsten ergibt sich eine gute qualitative Übereinstimmung der experimentellen und numerischen Ergebnisse. Stromab der Saugspitze im Bereich der Ablöseblase ③ bei $x/c_{ax} \approx 0,63$ zeigen sich Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen und dem Experiment. Die größte Abweichung tritt bei der Anwendung des Menter-SST-Modells mit Kato-Launder-Limiter (Einstellung A) auf. Die Ablöseblase wird für diese Einstellung zu groß vorhergesagt.

PSP-Messungen von Petersen [132] und Hilfer et al. [63] bestätigen die Ausdehnung der Ablöseblase von $x/c_{ax} \approx 0,58$ bis $0,67$. Nach dem Wiederanlegen tritt nach einer kurzen Beschleunigung ein normaler Stoß bei ⑤ ($x/c_{ax} \approx 0,7$) auf, der die Strömung auf $Ma_{is} < 1$ verzögert. Die Verzögerung der Strömung setzt sich bis zur Hinterkante fort, bis $Ma_{is} = 0,9$ erreicht ist. Mit den numerischen Einstellungen B, D und E, konnte die Ablöseblase innerhalb der Messtoleranz vorhergesagt werden.

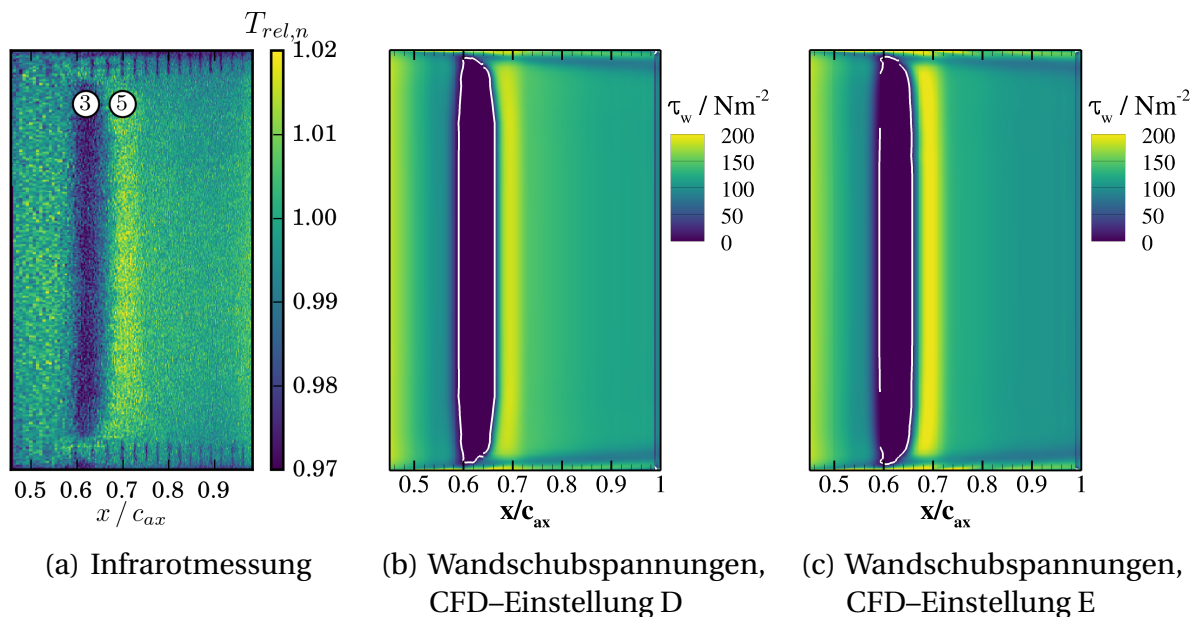


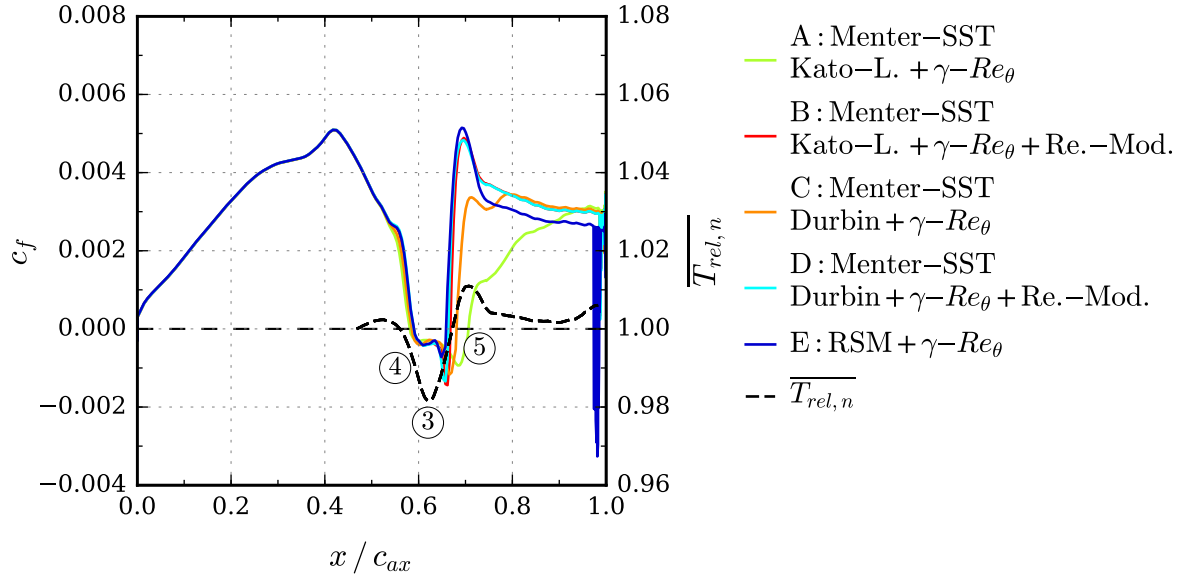
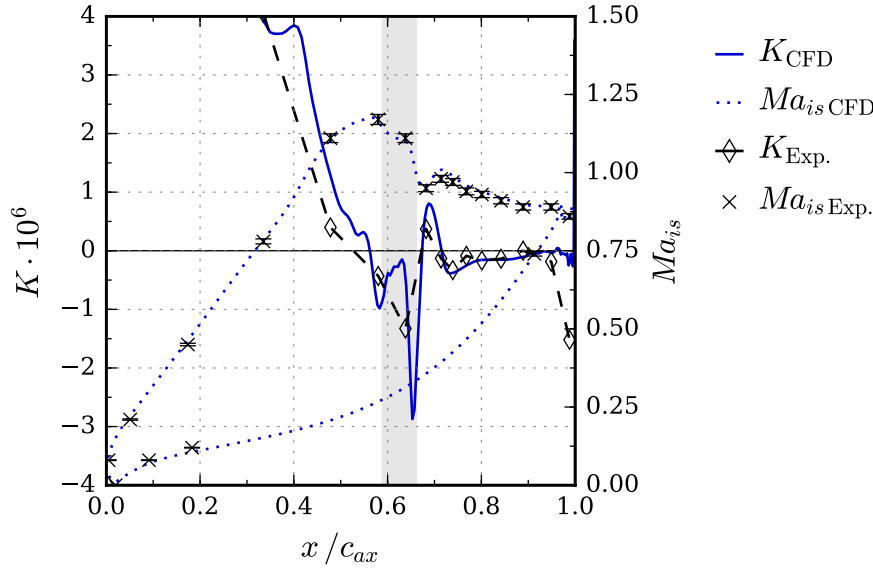
Abbildung 4.10.: Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 0,9$

Grenzschichtzustand auf der Saugseite: In Abbildung 4.10 ist der Grenzschichtzustand auf der Saugseite als Ergebnis der Infrarot-Messung neben der CFD-Simulation dargestellt. Im Vergleich zu $Ma_2 = 0,5$ verschiebt sich die Ablöseblase leicht stromab und ist bei ③ zu erkennen. Der Vergleich mit der Temperaturverteilung in Abbildung 4.11(a) zeigt, dass sich die Grenzschicht bei $x/c_{ax} \approx 0,7$ turbulent wiederanlegt. Das Wiederanlegen bei $Ma_2 = 0,9$ zeigt sich durch eine Erhöhung der Wandschubspannung. Das Wiederanlegen ist in Abbildung 4.10(a) auch an den höheren relativen Temperaturen bei ⑤ zu erkennen. Es ist ein lokales Maximum der relativen Temperatur an dieser Stelle zu erkennen. Stromab des normalen Stoßes bei ⑤ ist der konvektive Wärmestrom verringert und $T_{rel,n}$ verbleibt auf einem niedrigeren Niveau bis nahe der Hinterkante. Die Schlierenaufnahme⁵ zeigt eine turbulente Grenzschicht stromab des normalen Stoßes. Somit ist die Grenzschicht trotz eines niedrigen $T_{rel,n}$ turbulent. Im CFD-Ergebnis löst die Strömung an der gleichen Position wie im Messergebnis ab. Dies gilt für zwei CFD-Einstellungen: D und E.

Reibbeiwerte und Beschleunigungsparameter: In Abbildung 4.11 werden der Reibbeiwert neben der relativen Temperatur und der Beschleunigungsparameter neben der isentropen Machzahl verglichen. Die Strömung ist bis $x/c_{ax} = 0,42$ stark beschleunigt. Die Reibbeiwerte aller CFD-Einstellungen stimmen in diesem Bereich überein. Bei $x/c_{ax} \approx 0,42$ tritt ein lokales Maximum der c_f -Werte auf. Wie in Abbildung 4.11(b) zu erkennen, wird bei $x/c_{ax} \approx 0,43$ die Strömung supersonisch ($Ma_{is} > 1$). Ab $Ma_{is} = 1$ sperrt die Düse am engsten Querschnitt [18].

Stromab ist die Strömung weniger stark beschleunigt, gleichzeitig wird der Reibbeiwert kleiner bis die Saugspitze bei $x/c_{ax} = 0,56$ erreicht wird. $K_{Exp.}$ weicht durch die niedrigere

⁵Abbildung 4.8(a)


(a) Reibbeiwert und $\overline{T_{rel,n}}$


(b) Beschleunigungsparameter und isentrope Machzahl (CFD-Einstellung E)

Abbildung 4.11.: Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentroper Machzahl bei $Ma_2 = 0,9$

Auflösung und die lineare Interpolation zwischen den Messpunkten an dieser Stelle von K_{CFD} ab. Die Simulationsergebnisse in Abbildung 4.11(a) zeigen einen zunehmend uneinheitlichen Verlauf des Reibbeiwerts. Die CFD-Einstellungen B, D und E zeigen eine Ablösung zwischen $x/c_{ax} = 0,59$ und $0,66$ ③. Die Übereinstimmung mit der isentropen Machzahl und den Reibbeiwerten zu den experimentellen Daten ist für CFD-Einstellung A am schlechtesten. Die Ablöseblase wird länger vorhergesagt ($\Delta x/c_{ax} = 0,04$). Die CFD-Einstellung C zeigt ebenfalls eine etwas größere Ablöseblase ($\Delta x/c_{ax} = 0,02$). Beide Einstellungen arbeiten ohne die

Ablösemodifikation. Bei der Ablösemodifikation ist der Produktionsterm der k -Gleichung abgeändert, um ein zu spätes Ablösen zu verhindern. In diesem Fall zeigt sich, dass sich die Ablösemodifikation für das Menter–SST-Modell anwenden lässt, unabhängig davon, ob der Kato–Launder–Limiter oder die Durbin–Limitierung verwendet wird. Es wird also mit der Ablösemodifikation das Problem eines zu späten Wiederanlegens in diesem Fall verbessert.

Die K -Werte zwischen $x/c_{ax} = 0,56$ und $0,67$ sind negativ und die Strömung daher verzögert. In Abbildung 4.11(b) wurde zusätzlich der Bereich grau hinterlegt, in dem die Strömung bei der CFD-Einstellung E abgelöst ist. Hierbei wird deutlich, dass die Strömung beim Ablösen und dem Wiederanlegen stärker verzögert und K in negativer Richtung aus schlägt.

Ab $x/c_{ax} = 0,66$ ist die Strömung wieder angelegt. K wird ab $x/c_{ax} = 0,67$ positiv und die Strömung ist beschleunigt. Der normale Stoß stromab der Ablöseblase ⑤ zeigt sich an den negativen K -Werten um $x/c_{ax} = 0,71$. Das Strömungsfeld wird an dieser Stelle auf $Ma_{is} < 1$ verzögert. Bis zur Hinterkante setzt sich die Verzögerung auf $Ma_{is} \approx 0,9$ fort.

Die Reibbeiwerte liegen stromab des normalen Stoßes ⑤ bei $c_f \approx 0,003$. Ähnlich hohe Werte zeigen sich im Beschleunigungsgebiet mit dem Unterschied, dass stromab der Ablöseblase die Strömung verzögert und nicht beschleunigt. Die hohe Wandschubspannung resultiert wie bei $Ma_2 = 0,5$ aus einer turbulenten Grenzschicht.

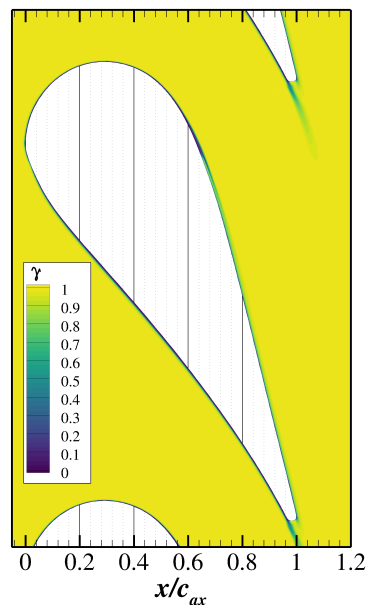


Abbildung 4.12.: Intermittenz im Strömungsfeld bei $Ma_2 = 0,9$, CFD-Einstellung E

Intermittenz im Strömungsfeld: Die Intermittenz in Abbildung 4.12 zeigt eine turbulente Grenzschicht ab $x/c_{ax} \approx 0,66$. Aus den Reibbeiwerten geht hervor, dass die Strömung an dieser Stelle wieder angelegt ist. Somit schlägt die Grenzschicht, wie bei $Ma_2 = 0,5$, am Ende der Ablöseblase um.

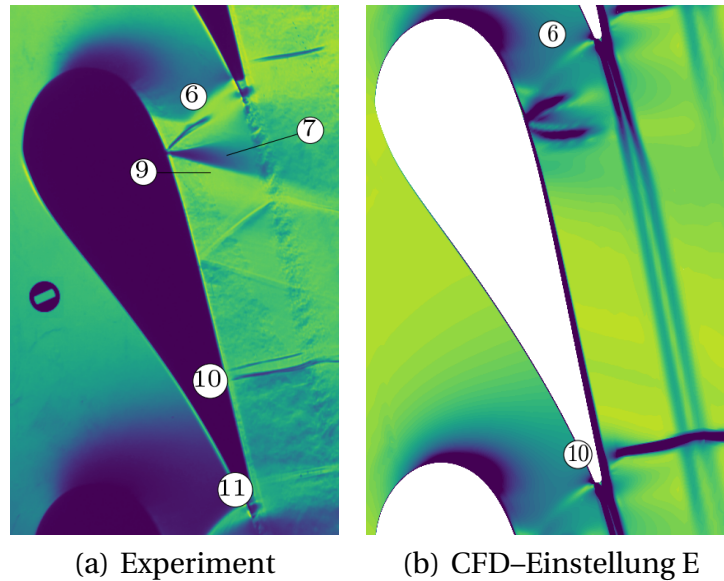


Abbildung 4.13.: Experimentelles und numerisches Schlierenbild des Strömungsfeldes bei $Ma_2 = 1,05$

4.1.5. Abström-Machzahl $Ma_2 = 1,05$

Stoßstruktur: Abbildung 4.13(a) zeigt das experimentelle Schlierenbild bei einer Abström-Machzahl $Ma_2 = 1,05$. Aus einer Zeitserie mehrerer Bilder ist zu erkennen, dass das Strömungsfeld instationär ist. Anhand der ausgewählten Abbildung 4.13(a) wird die Stoßstruktur erläutert. Der Winkel des einfallenden Stoßes ⑥ ist im Vergleich zu $Ma_2 = 0,9$ größer. Durch die Reflektion des Stoßes bildet sich ein Expansionsfächer aus ⑦. Die Indikatoren für eine Ablöseblase sind vorhanden: Ein Ablöse-Kompressionsstoß mit Expansionsfächer ⑦ (vgl. Abbildung 2.4). Ein Wiederanlegestoß ⑨ ist stromab des Expansionsgebiets ⑦ zu erkennen. Die Reflektionen des Wiederanlegestoßes werden durch einen starken normalen Stoß ⑩ aufgelöst⁶. Dieser schwingt mit einer großen Amplitude auf der Schaufeloberfläche. Eindeutig turbulent ist die Grenzschicht erst hinter diesem Stoß. Nahe der Hinterkante ⑪ ist ein schwacher, normaler Stoß sichtbar.

Abbildung 4.13(b) zeigt das numerische Schlierenbild. Der Einfallswinkel des Stoßes ⑥ ist geringer als in der Messung. Der stromab entstehende normale Stoß liegt im numerischen Ergebnis deutlich näher an der Hinterkante ⑩.

Isentrope Machzahlverteilung: Abbildung 4.14 zeigt die Verteilung der isentropen Machzahl. Die numerische Lösung stimmt bis zur Ablösung mit den experimentellen Daten überein. Auf der Saugseite ab $x/c_{ax} = 0,65$ ⑨ zeigt sich jedoch eine zunehmende Abweichung zwischen Messung und Numerik. In der CFD-Simulation ist die Stoßstärke des Wiederanlegestoßes bei $x/c_{ax} \approx 0,67$ für die Einstellungen B, D und E stärker als in der Messung. In den Messer-

⁶vgl. Abbildung 2.3

gebnissen steigt stromab der Ablösung ab $x/c_{ax} = 0,7$ die Machzahl leicht an, bis es zu einer erneuten Verzögerung durch den normalen Stoß bei $x/c_{ax} = 0,85$ (10) kommt.

In den numerischen Ergebnissen bleibt stromab der Ablösung ab $x/c_{ax} = 0,7$ der Druck nahezu unverändert bis der normale Stoß (10) bei $x/c_{ax} \approx 0,95$ folgt. In der c_f -Verteilung in Abbildung 4.16(a) zeigt sich, dass zwischen $x/c_{ax} = 0,6$ und $0,65$ und an der Hinterkante eine Ablösung auftritt. Der Bereich konstanten Drucks zwischen $x/c_{ax} \approx 0,7$ bis $0,95$ stellt daher keine Ablösung dar.

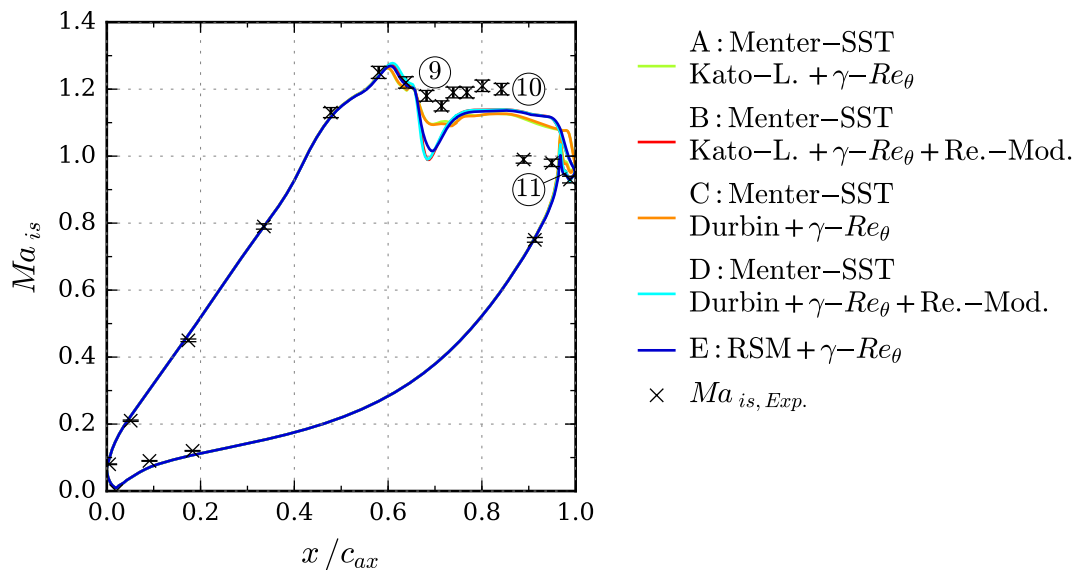


Abbildung 4.14.: Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 1,05$

Die unterschiedlichen Positionen des Stoßes (10) in Messung und Numerik sind lediglich eine Folge der unterschiedlichen Strömungsentwicklung stromab der Ablöseblase. Die Unterschiede beginnen bei der Stoßstärke des einfallenden Stoßes (6). Diese ist in der Simulation deutlich höher. Die Ablöseblase hingegen ist kürzer als im Experiment. Es stellt sich daher ein anderer Strömungszustand als im Experiment ein. Die Entwicklung der Grenzschicht hängt in der Numerik von der Wirbelviskosität ab. Diese ergibt sich aus den Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen Dissipationsrate ω^7 . In den Turbulenzmodellen werden Korrelationsfaktoren angewendet, die eine große Bandbreite an strömungsmechanischen Anwendungsfällen abdecken sollen. Die Strömung bei einer Stoß-Grenzschicht-Interaktion mit einfallendem Stoß ist hierbei ein sehr komplexer Anwendungsfall. Korrelationsfaktoren, die nicht exakt für diesen Fall angepasst sind, führen daher leicht zu einer Fehlentwicklung der Strömung. Um die Strömung in der Numerik abbilden zu können, werden genau abgestimmte Korrelationsfaktoren im Turbulenzmodell benötigt.

⁷Im Falle eines k - ω basierten Ansatzes.

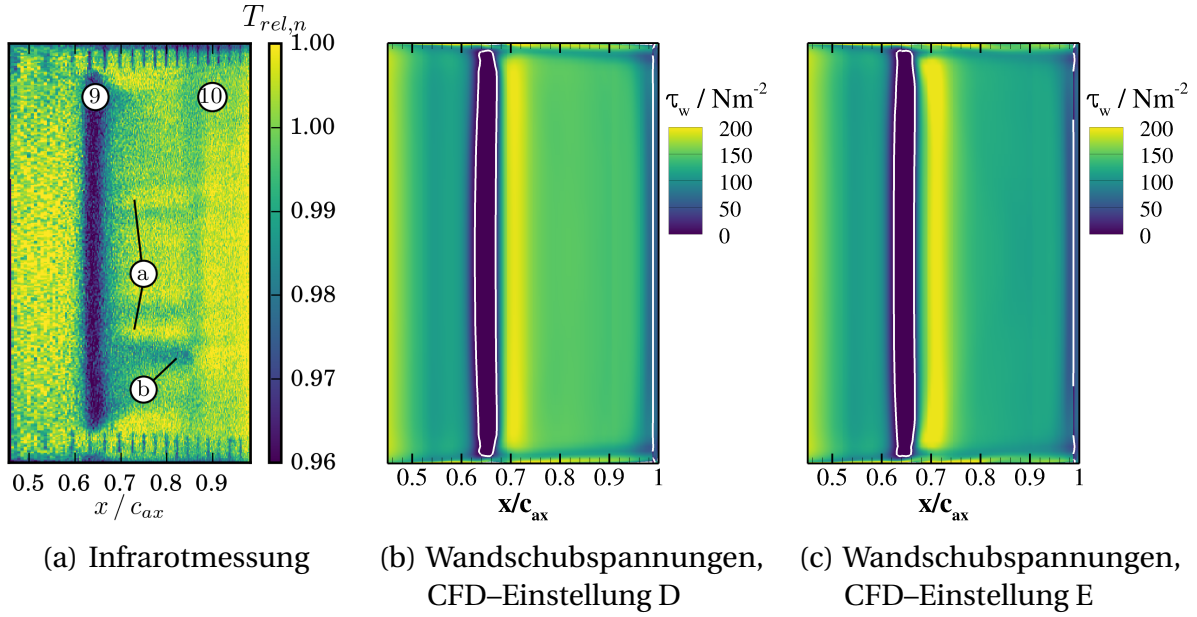


Abbildung 4.15.: Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 1,05$

Grenzschichtzustand auf der Saugseite: Die Ablöseblase verschiebt sich im Experiment weiter stromab als bei $Ma_2 = 0,9$, was in Abbildung 4.15(a) bei ⑨ an den niedrigen relativen Temperaturen $T_{rel,n}$ zu erkennen ist. Der konvektive Wärmestrom ist innerhalb der Ablösung niedrig. Eine Wiederanlegespitze wie bei $Ma_2 = 0,9$ ist nicht zu erkennen. Stromab der Ablösung sind Turbulenzkeile ① und laminare Gebiete ② zu erkennen. Somit verbleibt ein Teil der Grenzschicht trotz der Stoß-Grenzschicht-Interaktion stromauf bei ⑨ im laminaren Zustand. Die isentrope Machzahlverteilung in Abbildung 4.14 zeigt bei $x/c_{ax} = 0,85$ einen starken normalen Stoß. Stromab bei ⑩ zeigt sich in Abbildung 4.15(a), dass die Grenzschicht vollständig turbulent ist.

In der Simulation werden die Turbulenzkeile, die sich im Experiment ergeben, nicht vorhergesagt. Die Grenzschicht ist über die gesamte Spannweite für die CFD-Einstellungen D und E turbulent. Beim Grenzschichtumschlag reagiert die Strömung auf die einwirkenden Störungen. Es ist möglich, dass Bereiche der Grenzschicht durch eine ungleichmäßige Störumgebung (Turbulenzgrad) in spannweitiser Richtung oder Unebenheiten der Schaufeloberfläche stabiler bzw. instabiler als andere Bereiche der Grenzschicht sind. Durch den einfallenden Stoß mit Ablöseblase schlägt somit lediglich der instabile Teil der Grenzschicht um. Für eine weiterführende Untersuchung müsste die Oberflächenbeschaffenheit der Schaufel stromauf der Ablöseblase messtechnisch vollständig erfasst werden. Außerdem müssten die Turbulenzgradmessungen der Eintrittsströmung feiner diskretisiert und der lokale Turbulenzgrad in der Passage ermittelt werden. Des Weiteren wäre eine Studie mit unterschiedlichen Eintrittsturbulenzgraden notwendig.

Bei der CFD-Simulation können solche Ungleichmäßigkeiten nur berücksichtigt werden, wenn diese als Randbedingungen vorgegeben werden. Dafür müssten jedoch alle In-

homogenitäten in der Störumgebung bekannt sein. Bei einer RANS-Rechnung mit einem Transitionsmodell und einem Wirbelviskositätsansatz ist es zwar möglich die Berandung des Strömungsfeldes der tatsächlichen Geometrie anzupassen, komplexe Wirbelstrukturen in der freien Strömung, die die Grenzschicht-Entwicklung beeinflussen, können in ihrer zeitlichen und räumlichen Entwicklung jedoch nicht erfasst werden. Somit bleibt in diesem Fall die Feststellung, dass die Grenzschicht stromab der Ablöseblase zwischen Simulation und Messung auf der Saugseite nicht übereinstimmen.

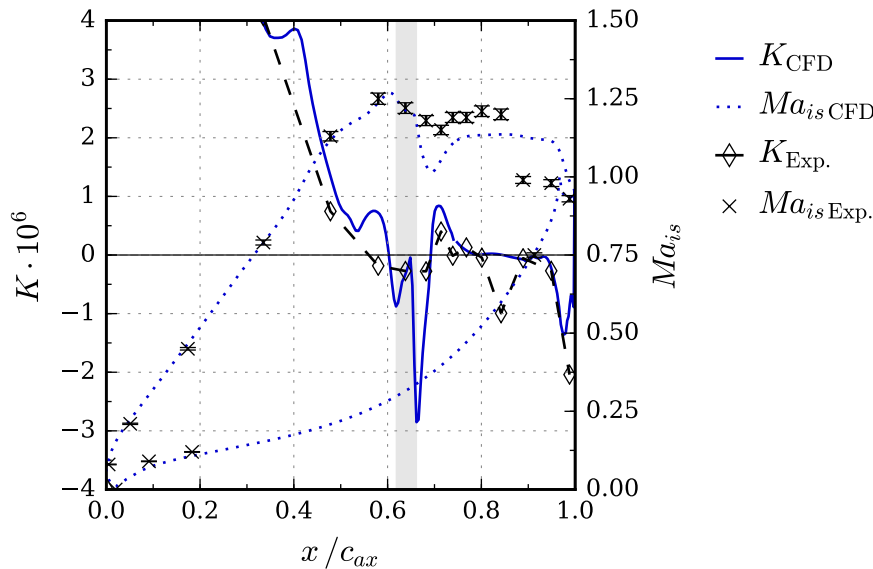
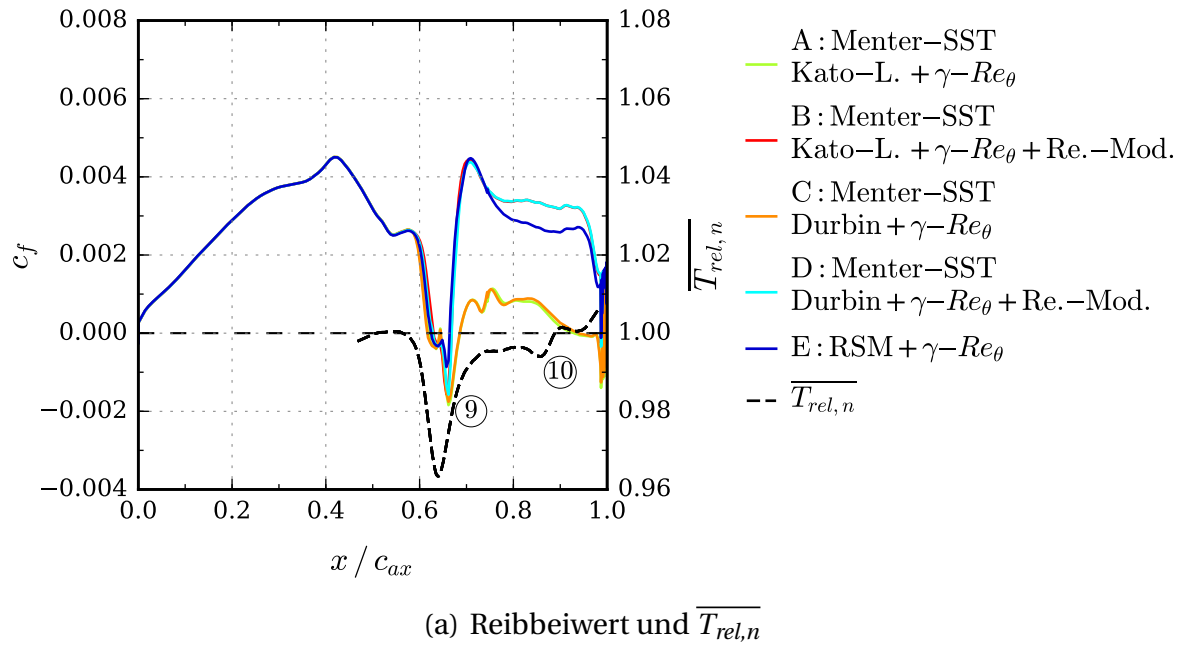


Abbildung 4.16.: Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentroper Machzahl bei $Ma_2 = 1,05$

Reibbeiwerte und Beschleunigungsparameter: Die c_f -Verteilung für $Ma_2 = 1,05$ ist in Abbildung 4.16(a) dargestellt. Die c_f -Werte erreichen vor dem engsten Querschnitt bei $x/c_{ax} \approx 0,43$ ihr Maximum. Die Ablöseblase ergibt sich bei CFD-Einstellungen B, D und E zwischen $x/c_{ax} = 0,62$ und $0,66$. Abbildung 4.16(b) zeigt, dass im Bereich der Ablösung (grau) die isentrope Machzahl aus CFD-Rechnung und Messung übereinstimmt. Bei $x/c_{ax} = 0,66$ legt sich die Strömung wieder an ⑨. Die isentrope Machzahl in Abbildung 4.14 zeigt, dass die Ergebnisse der CFD-Einstellungen A und C im Wiederanlegebereich besser mit dem Messergebnis übereinstimmen. Der Vergleich von c_f und $\overline{T_{rel,n}}$ in Abbildung 4.16(a) bestätigt ein etwas längeres Ablösegebiet im Experiment.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert, würde es einer Anpassung der Korrelationsfaktoren bei Turbulenz- und Transitionsmodell benötigen, um diesen komplexen Fall mit Stoß-Grenzschicht-Interaktion durch die Numerik nachbilden zu können. Die CFD-Einstellungen A und C unterscheiden sich zu den anderen mit dem SST $k-\omega$ -Modell berechneten Fällen dadurch, dass die Ablöse-Modifikation (Re.-Mod.) nicht verwendet wird. Ohne die Ablöse-Modifikation wird im Bereich der abgelösten Strömung deutlich weniger turbulente kinetische Energie k produziert. Diese Feststellung wird auch in den Untersuchungen von Bourgeois et al. [17] getroffen.

4.1.6. Abström-Machzahl $Ma_2 = 1,25$

Stoßstruktur: In Abbildung 4.17(a) ist zu erkennen, dass sich bei einer Abström-Machzahl von $Ma_2 = 1,25$ der Auftreffpunkt des einfallenden Stoßes und die Ablösung weiter stromab verschieben ⑫, als es bei den vorherigen Machzahlen der Fall ist. An der Hinterkante bildet

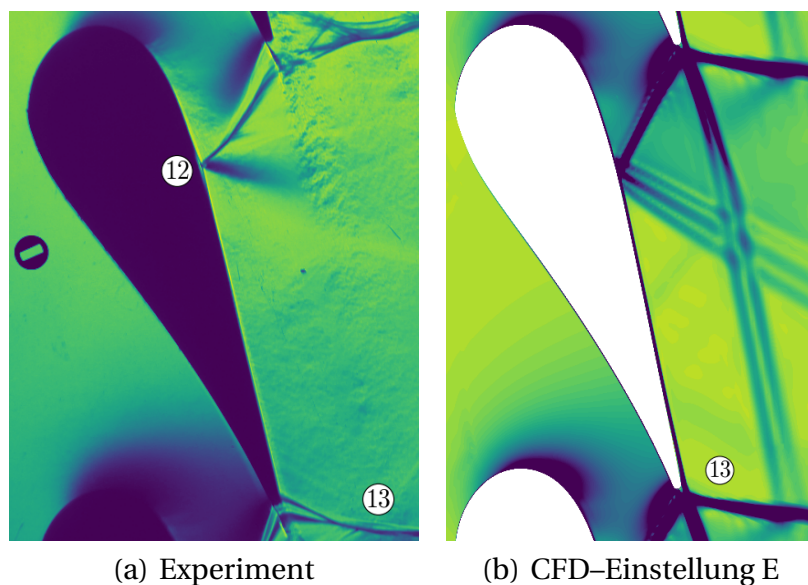


Abbildung 4.17.: Experimentelles und numerisches Schlierenbild des Strömungsfeldes bei $Ma_2 = 1,25$

sich ein schräger Stoß (13). Da die Machzahl Ma_2 supersonisch ist, kann an der Hinterkante nur ein schräger Stoß auftreten. Bei einem senkrechten Stoß würde die Strömung auf Unterschall verzögert werden. Die Grenzschicht stromab der Ablösung ist dünner als bei den niedrigeren Machzahlen. Im Vergleich zu den vorherigen Machzahlen ist im Schlierenbild nicht zu erkennen, ob die Grenzschicht turbulent ist.

Zwischen Experiment und Numerik ist ein deutlicher Unterschied der Stoßstruktur an der Hinterkante zu erkennen (13). Während sich in der Messung auf der Schaufel und im Nachlauf ein λ -Fuß bildet, wird der λ -Fuß durch die Numerik nicht abgebildet.

Isentrope Machzahlverteilung: Bei allen CFD-Ergebnissen in Abbildung 4.18 wird die Machzahl vor dem einfallenden Stoß um $\Delta Ma_{is} = 0,25$ zu hoch berechnet. In der Messung zeigt sich eine starke Beschleunigung stromab der Ablösung im Bereich $x/c_{ax} \approx 0,7$ bis 0,95. Die CFD-Ergebnisse zeigen diese Beschleunigung nicht. Es wurde bereits bei $Ma_2 = 1,05$ beobachtet, dass die verwendeten Turbulenz- und Transitionsmodelle nicht ausreichen, um diesen Strömungszustand abzubilden (Stoß-Grenzschicht-Interaktion, Transition und Ablösungen). Dies gilt ebenso für die CFD-Ergebnisse bei $Ma_2 = 1,25$. In diesem Fall beginnen die Unterschiede jedoch schon an der Saugspitze, die sich stromauf der Ablöseblase befindet.

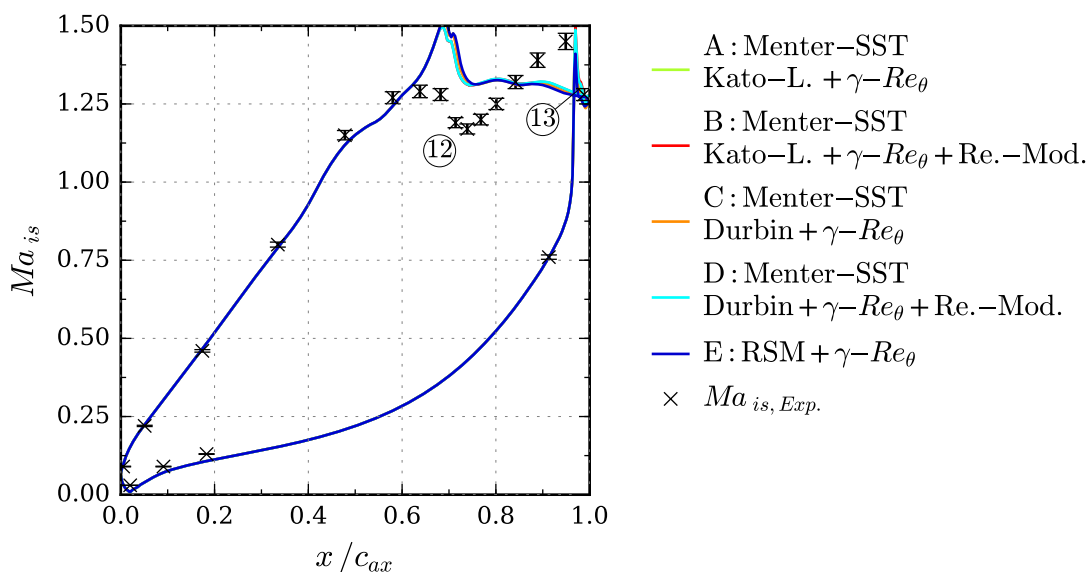


Abbildung 4.18.: Isentrope Machzahlverteilung bei $Ma_2 = 1,25$

Grenzschichtzustand auf der Saugseite: An den experimentellen Ergebnissen der Infrarotmessung in Abbildung 4.19(a) ist zu erkennen, dass die Ausdehnung der Ablöseblase (12) in Strömungsrichtung weiter zunimmt. Die Strömung legt sich bei © wieder an, wobei die $T_{rel,n}$ -Werte stromab niedriger als stromauf der Ablösung sind. Der Grund hierfür liegt in der Beschleunigung der Strömung. Diese ist im Vergleich zu den anderen untersuchten Machzahlen im Experiment stromab der Ablöseblase höher (siehe Abbildung 4.18). Es ist

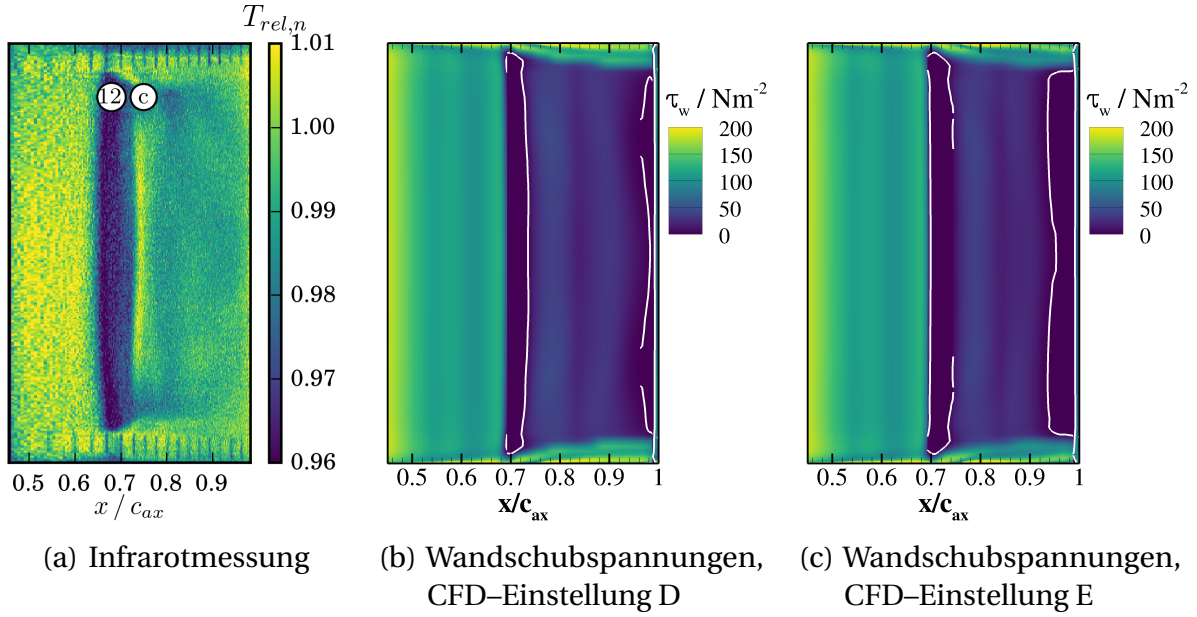


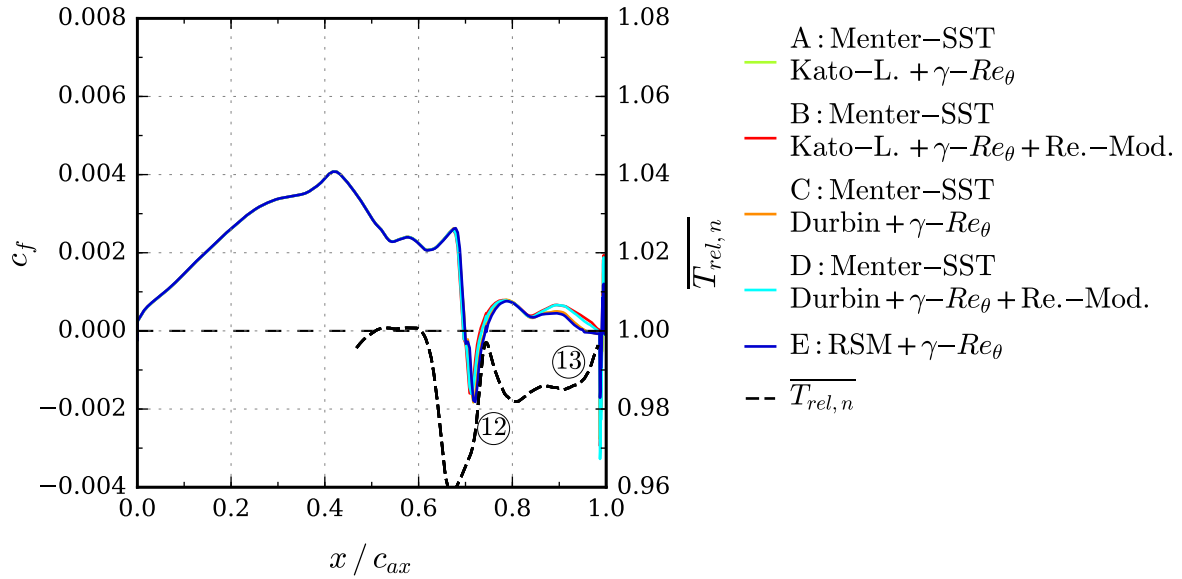
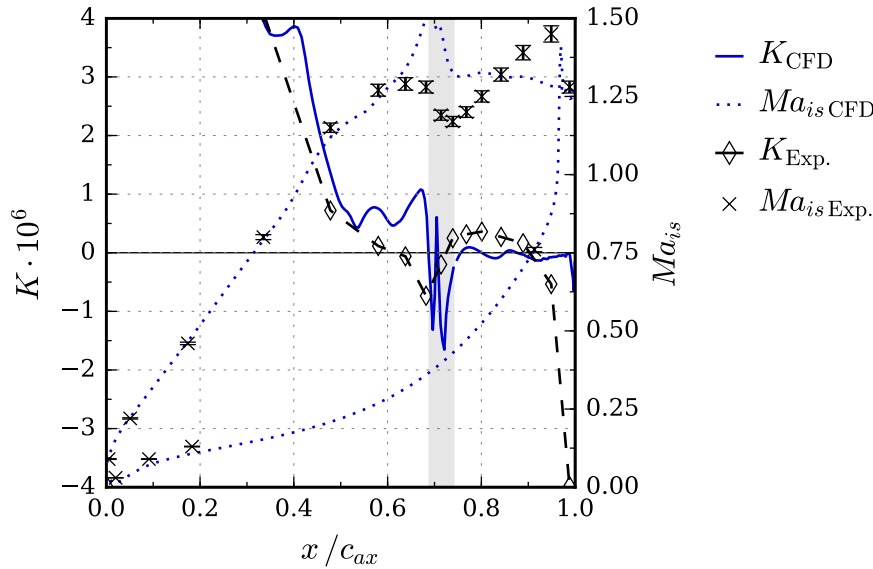
Abbildung 4.19.: Grenzschichtzustand auf der Saugseite bei $Ma_2 = 1,25$

anhand der Daten nicht festzustellen, ob es sich um eine dünne turbulente Grenzschicht handelt oder ob die Strömung teilweise laminar bleibt. Eine Beschleunigung führt zu einer Stabilisierung der laminaren Grenzschicht und verhindert ggf. ein vollständiges Umschlagen. Der Beschleunigungsparameter K in Abbildung 4.20(b) erreicht im Experiment stromab der Stoß-Grenzschicht-Interaktion Werte von $K \approx 0,3 \cdot 10^{-6}$. Damit liegt K jedoch noch eine Größenordnung unterhalb des Relaminarisationskriteriums nach Launder [101], welches $K = 3,5 \cdot 10^{-6}$ beträgt.

Reibbeiwerte und Beschleunigungsparameter: In Abbildung 4.20 zeigt sich, dass im supersonischen Fall die Position und die Größe der Ablöseblase zwischen Messung und CFD nicht übereinstimmen. Es kommt zwar im selben Bereich zu einer Ablösung, die Größe ist jedoch stark verschieden. Hierbei ist festzustellen, dass sich ab $x/c_{ax} \approx 0,6$ die isentrope Machzahlverteilung zwischen Numerik und Experiment stark unterscheidet. Dies betrifft außerdem die maximalen Geschwindigkeiten an der Saugspitze und die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen in der Region zwischen Ablösung und Hinterkante.

4.1.7. Vergleich des Druckverlaufs und der Infrarot-Messdaten bei $Ma_2 = 0,9$

Der Vergleich in diesem Abschnitt wird auf die Abström-Machzahl $Ma_2 = 0,9$ beschränkt, da sich die folgenden Kapitel auf diese Abström-Machzahl fokussieren. In Abbildung 4.21 wird das Infrarotergebnis aus Abbildung 4.11(a) mit den Druckmessungen für $Ma_2 = 0,9$ verglichen. Hierdurch soll für spätere Auswertungen beispielhaft gezeigt werden, wie die kombinierte Nutzung von Druck- und Infrarotdaten zur Bestimmung von Ablöseblasen genutzt werden


(a) Reibbeiwert und $\overline{T_{rel,n}}$


(b) Beschleunigungsparameter und isentrope Machzahl (CFD-Einstellung E)

Abbildung 4.20.: Gegenüberstellung von Reibbeiwert, $\overline{T_{rel,n}}$, Beschleunigungsparameter und isentroper Machzahl bei $Ma_2 = 1,25$

kann. Die Daten werden wie bei Chapman et al. [23] als skaliertes Druck $p/p_{SGI,0}$ abgebildet. Skaliert wird mit dem Druckminimum $p_{SGI,0}$, das in der Messung bei $x/c_{ax} = 0,58$ auftritt. Es wird vorausgesetzt, dass das Druckminimum an der Saugspitze den Anfang der Stoß-Grenzschicht-Interaktion bildet. Diese Darstellung wird mit dem skalierten Druck in der CFD-Simulation aus Einstellung E ergänzt.

Das Minimum der Temperaturverteilung (geringster konvektiver Wärmeübergang) liegt bei $x/c_{ax} = 0,62$, womit es sich innerhalb des Druckplateaus befindet. Das Ende der Ablö-

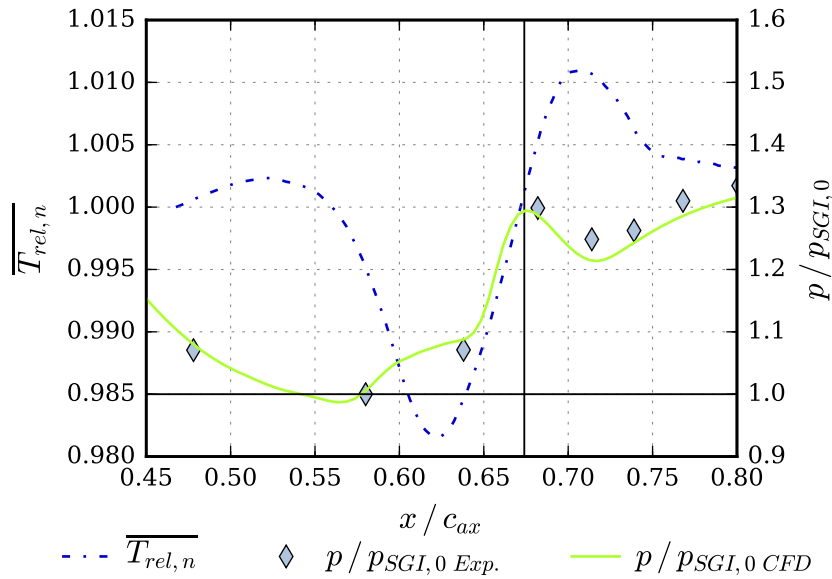


Abbildung 4.21.: Vergleich des Druckverlaufs und der Infrarot-Messdaten bei $Ma_2 = 0,9$

seblase wird durch die Druckspitze bei $x/c_{ax} = 0,67$ angezeigt. Nach Babinsky u. Harvey [6] findet das Wiederanlegen innerhalb des Temperaturanstiegs bei einem erhöhten konvektiven Wärmeübergang statt. Dies stimmt mit den Daten in Abbildung 4.21 überein. Das Geschwindigkeitsprofil der turbulenten, Grenzschicht benötigt eine gewisse Lauflänge stromab der Ablöseblase, um sich voll auszubilden, weswegen der maximale Wert von $\overline{T_{rel,n}}$ erst stromab bei $x/c_{ax} = 0,7$ erreicht wird.

4.1.8. Vergleich der Temperaturverteilung bei den verschiedenen Abström-Machzahlen

Um das Grenzschichtverhalten bei den verschiedenen Machzahlen miteinander zu vergleichen, werden die Messergebnisse aller Abström-Machzahlen als gemittelte Temperatur $\overline{T_{rel,n}}$ in Abbildung 4.22 dargestellt. Das Minimum von $\overline{T_{rel,n}}$ wandert mit zunehmender Abström-Machzahl stromab. Demnach verschiebt sich die Ablöseblase mit zunehmender Abström-Machzahl stromab. Der Grund hierfür ist, dass die Geschwindigkeit am engsten Querschnitt mit steigender Abström-Machzahl zunimmt. Je höher diese ist, desto schräger ist der einfallende Stoß, der die Ablöseblase hervorruft. Je schräger der einfallende Stoß ist, desto weiter stromab trifft dieser auf der Saugseite auf. Dies gilt nicht bei der subsonischen Machzahl, da die Ablöseblase nicht durch einen Stoß hervorgerufen wird. Sie entsteht durch den statischen Druckanstieg innerhalb der Schaufelpassage.

Bei $Ma_2 = 0,5$ und $0,9$ ist die Grenzschicht stromab der Ablöseblase vollständig turbulent. Bei $Ma_2 = 1,05$ bilden sich stromab der Ablöseblase Turbulenzkeile. Teilweise bleibt die Strömung jedoch laminar. Erst durch den starken normalen Stoß bei $x/c_{ax} = 0,9$ wird die

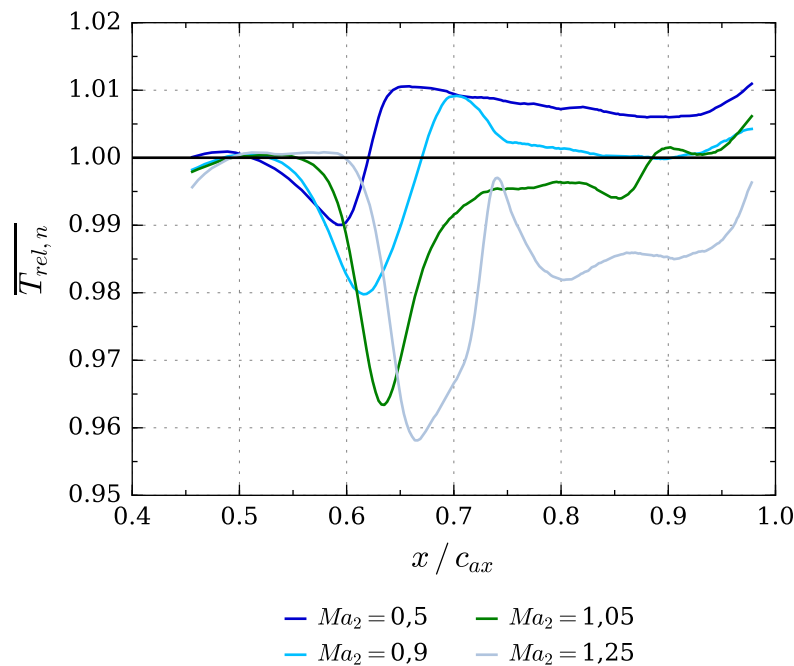


Abbildung 4.22.: Temperaturverteilungen

Grenzschicht vollständig turbulent⁸. Bei der Abström-Machzahl $Ma_2 = 1,25$ kann aufgrund der Datenlage keine klare Aussage getroffen werden, in welchem Zustand die Grenzschicht stromab der Ablöseblase ist. Die Beschleunigungswerte stromab der Ablöseblase liegen nahe dem Relaminarisationskriterium nach Launder [101], weshalb es nicht ausgeschlossen werden muss, dass die Strömung teilweise laminar ist.

4.1.9. Netzkonvergenzstudie

Die Netzkonvergenzstudie wird bei der Abström-Machzahl $Ma_2 = 0,9$ mit den Einstellungen C und D durchgeführt. Die Machzahl $Ma_2 = 0,9$ ist der zentrale Fall dieser Arbeit⁹. Bei $Ma_2 = 0,9$ treten im Strömungsfeld komplexe Phänomene wie eine Stoß-Grenzschicht-Interaktion und Ablösungen auf. Da die Messergebnisse durch die Simulationsergebnisse reproduziert werden können, ist diese Machzahl daher für die Netzkonvergenzstudie geeignet.

CFD-Einstellung A zeigt die größten Abweichungen zu den Messergebnissen, weswegen die Einstellungen mit dem Kato-Launder-Limiter für die Netzkonvergenzstudie nicht berücksichtigt werden. Beim RSM-Turbulenzmodell ergeben sich zu lange Rechenzeiten auf den feineren Gittern. Um zu entscheiden, ob Einstellung C oder D besser geeignet ist, sind die experimentellen und numerischen Machzahl-Verteilungen in Abbildung 4.23 dargestellt. Die Abbildung enthält die Ergebnisse von drei Netzgrößen. Die Netzgröße h ist mit der Netzgröße des feinsten Netzes h_1 normiert. Daher entspricht $h_i/h_1 = 1$ dem feinsten Netz und $h_i/h_1 = 1,77$ dem größten Gitter. Die Netzgrößen sind in Tabelle 3.4 in Abschnitt 3.2.4

⁸Diskussion hierzu in Abschnitt 4.1.5

⁹siehe nächsten Abschnitt

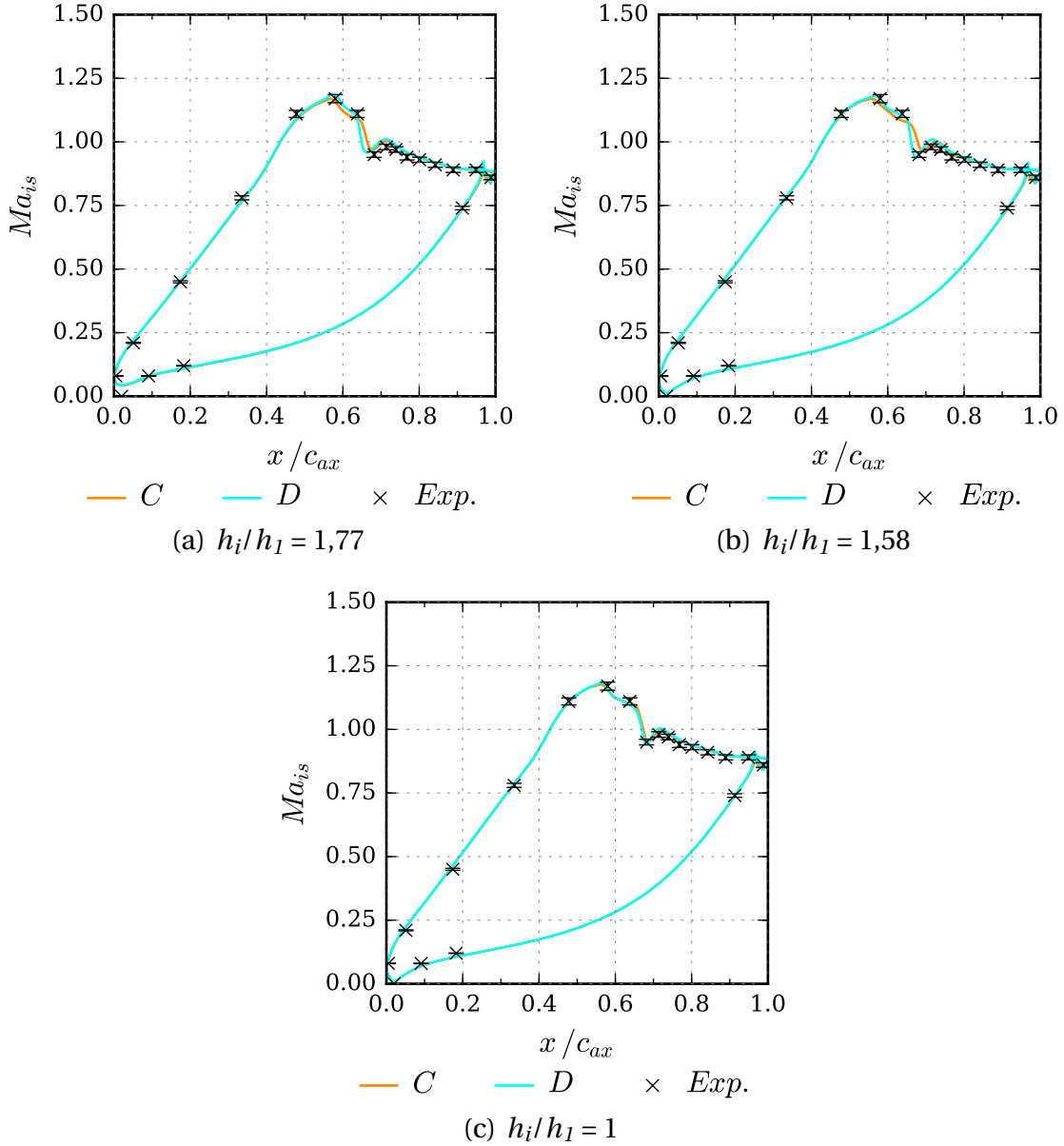


Abbildung 4.23.: Isentrope Machzahl-Verteilung bei einer Netzverfeinerung

aufgeführt.

Abweichungen zum Experiment treten im Bereich der Ablöseblase auf. Die Messergebnisse auf dem größten Gitter werden durch Einstellung D besser reproduziert. Somit wird Einstellung D für in der Netzkonvergenzstudie weiter ausgewertet. Die L1-Residuen sind ausreichend konvergiert und in Abbildung A.8 dargestellt.

In Abbildung 4.24 ist der Verlustkoeffizient ξ über der normierten Netzgröße h_i/h_1 dargestellt. Nach der Richardson-Extrapolation [158] ergibt sich auf einem unendlich fein aufgelösten Gitter ein Verlustkoeffizient von $\xi = 6,62 \%$.

Die Resultate für den Diskretisierungsfehler für den Verlustkoeffizienten ξ sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Gleichungen zur Berechnung der Diskretisierungsfehler werden in

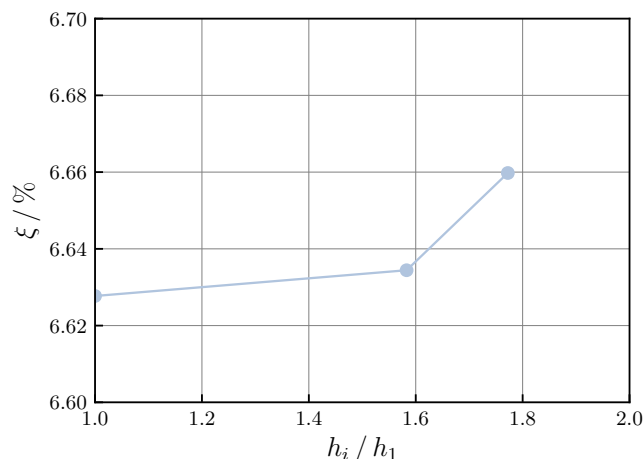


Abbildung 4.24.: Diskretisierungsfehler

Tabelle 4.1.: Diskretisierungsfehler

Netze	$GCI / \%$
1–2	0,002
2–3	0,063

Abschnitt 3.2.4 beschrieben¹⁰.

Für den Verlustkoeffizient beträgt $GCI_{12} = 0,002 \%$. Es ergibt sich für Gitter h_2 ein absoluter Fehler von 0,01 % gegenüber dem theoretischen Wert. Dieser Fehler liegt deutlich unter den Genauigkeiten, die im Experiment erzielt werden können. Somit werden die numerischen Simulationen bei der Netzfeinheitsstufe h_2 durchgeführt.

4.1.10. Zwischenfazit Basisschaufel

Die Basisschaufel wurde bei den Abström-Machzahlen $Ma_2 = 0,5$, $0,9$, $1,05$ und $1,25$ untersucht. Bei der Abström-Machzahl $Ma_2 = 0,5$ tritt stromab des engsten Querschnitts ein Drucksprung auf. Die Grenzschicht löst ab und es erfolgt der Grenzschichtumschlag. Ab der Abström-Machzahl $Ma_2 = 0,9$ treten Verdichtungsstöße auf. Stromab des engsten Querschnitts ist nun eine Stoß-Grenzschicht-Interaktion (SGI) mit Ablöseblase entstanden. Diese wandert mit zunehmender Abström-Machzahl stromab. Bei $Ma_2 = 0,9$ ist die Grenzschicht stromab der SGI turbulent, bei $Ma_2 = 1,05$ verbleiben Teile der Grenzschicht stromab der SGI laminar. Nahe der Hinterkante tritt ein normaler Stoß auf, wodurch ein vollständiger Grenzschichtumschlag verursacht wird. Der Grenzschichtzustand stromab der SGI bei $Ma_2 = 1,25$ kann anhand der vorliegenden Daten nicht abschließend bewertet werden.

Die Abström-Machzahlen $Ma_2 = 0,5$ und $0,9$ werden durch die CFD-Simulationen gut

¹⁰Für ϕ wurde ξ eingesetzt

reproduziert. Bei $Ma_2 = 0,9$ treten Unterschiede bei einzelnen, untersuchten Einstellungen des Turbulenzgrads bzw. des Transitionsmodells im Bereich der Ablöseblase und in der Transitionsvorhersage auf. Bei den Machzahlen $Ma_2 = 1,05$ und $1,25$ werden lediglich qualitative Übereinstimmungen für die Druckseite und die Beschleunigungsregion auf der Saugseite erzielt. Stromab der Saugspitze bis zur Hinterkante stimmen experimentelle und numerische Daten bei den höchsten Abström-Machzahlen nicht überein. Es wird vor allem die SGI nicht korrekt reproduziert.

4.2. Filmkühlschaufel

4.2.1. Übersicht

Der zweite Teil des Ergebniskapitels beinhaltet die experimentellen Untersuchungen zur Filmkühlschaufel. In den Untersuchungen zur Filmkühlung ist der experimentelle Aufbau um eine Ausblasung in der Grenzschicht erweitert. Für die Analyse des Strömungsfelds werden Schlieren-Messungen, drucksensitive Farbe (PSP) und eine Dreiloch-Keilsonde zur Nachlaufmessung eingesetzt. Die Grenzschicht wird mittels Infrarottechnik und Heißfilmsensoren vermessen. Es wird eine Abström-Machzahl von $Ma_2 = 0,9$ betrachtet, da diese Machzahl dem Betrieb bei Reisefluggeschwindigkeit am nächsten kommt. Die Nachlaufmessungen bei $Ma_2 = 0,9$ zeigen eine zufriedenstellende Periodizität. Um die Ergebnisse der Heißfilmmessung besser interpretieren zu können, werden zusätzlich Messungen bei $Ma_2 = 0,5$ analysiert.

Der Einfluss der Bohrungen auf die Grenzschicht, Stoßstruktur und den Verlustkoeffizienten wird durch eine Messung ohne Ausblasung untersucht. Daneben werden Messungen mit Ausblasraten von $p_{FK}^* = 1,05$ und $1,1$ (vgl. Gleichung 3.22) durchgeführt. Der gemessene Ausblasmengenbeiwert beträgt hierbei $c_m = 1,6\%$ und $1,96\%$.

4.2.2. Stoßstruktur

Abbildung 4.25 zeigt Schlierenbilder mit und ohne Ausblasung, um den Einfluss der Ausblasbohrungen darzustellen. Beide Ausblasreihen sind über eine Kavität verbunden. Während der Untersuchung ohne Ausblasung $c_m = 0\%$ (Gleichung 2.1) stellt sich in der Kavität ein Druckverhältnis zwischen Kavität p_{FK} und Zuströmung p_{01} von $p_{FK}^* \approx 0,96$ ein. Da eine Bohrungsreihe im Staupunkt und die andere im Beschleunigungsgebiet liegt, ergibt sich auch ohne aktive Ausblasung ein geringer Massenstrom durch die Ausblasbohrungen. Die Bohrungsreihe im Beschleunigungsgebiet liegt in Abbildung 4.25(a) bei ①. Die Bohrungsreihe im Staupunkt ist in Abbildung 4.25 durch die Zuführleitungen der Ausblasungen verdeckt.

Schlierenbilder: In Abbildung 4.25(a) ist das Schlierenbild¹¹ für $Ma_2 = 0,9$ ohne Ausblasung dargestellt. Es bildet sich vor dem einfallenden, schrägen Stoß ③ ein Kompressionsstoß ②, der den Beginn der Ablöseblase kennzeichnet. Der einfallende Stoß wird als Expansionsfächer reflektiert. Der Wiederanlegestoß ④ kennzeichnet den Abschluss der Ablöseblase. Stromab der Ablöseblase ist die turbulente Grenzschicht deutlich an der hellen Schicht entlang der Schaufel zu erkennen. Der Wiederanlegestoß ist nahezu gerade. In Abbildung 4.25(b) stellt sich bei einer Ausblasrate von $c_m = 1,6\%$ die gleiche Stoßstruktur wie für $c_m = 0\%$ ein. Der Wiederanlegestoß bei ⑤ befindet sich näher am Reflektionspunkt des einfallenden Stoßes. Abbildung 4.25(c) zeigt $c_m = 1,96\%$. Die Stoßstruktur ist vergleichbar mit den beiden anderen

¹¹Schlierenkante parallel zur Schaufelsehne

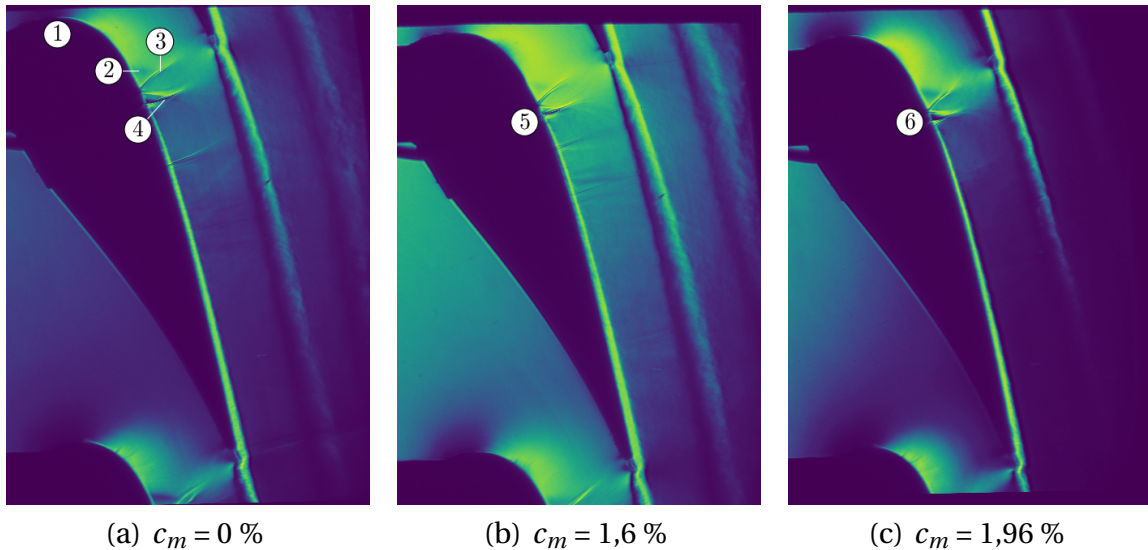


Abbildung 4.25.: Schlierenbild bei unterschiedlichen Ausblaskoeffizienten

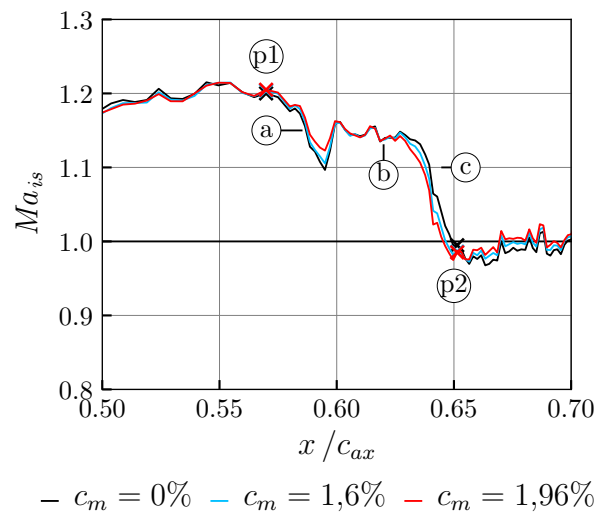


Abbildung 4.26.: Machzahlverteilung am Mittenschnitt

Fällen.

Vom Wiederanlegestoß bis zur Hinterkante treten vereinzelt weitere gerade Stöße auf. Diese werden an der Basisschaufel in Abbildung 4.8(a) ebenfalls detektiert. Für Basisfall kann mit drucksensitiver Farbe, die Druckänderungen mit bis zu 1000 Hz auflösen kann, gezeigt werden, dass die geraden Stöße von der Hinterkante stromauf zum Wiederanlegepunkt laufen [63].

Machzahlverteilung aus PSP-Messung: Neben den Schlierenbildern können Oberflächen-drücke aus PSP-Messdaten¹² [62] analysiert werden. Eine Machzahlverteilung, die aus den Druckdaten der PSP-Messung berechnet worden ist, ist in Abbildung 4.26 für alle drei Aus-

¹²Beschreibung der Technik im Abschnitt 3.1.3

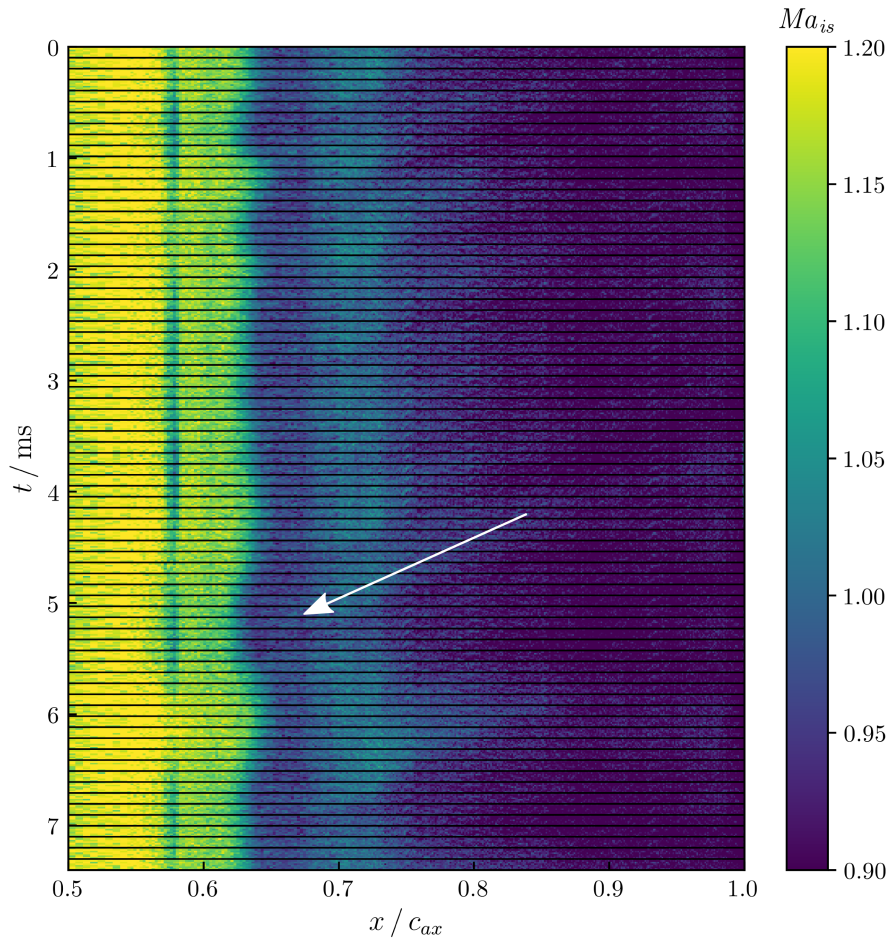


Abbildung 4.27.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $c_m = 0 \%$

blasraten dargestellt. Der Ablösestoß wird durch ① gekennzeichnet. Das Ablöseplateau folgt stromab bei ② und der Wiederanlegestoß ist bei ③ zu sehen. Die Machzahlverteilungen unterschieden sich im geringen Maße durch die Stoßstärke des Ablösestoßes, die Länge des Ablöseplateaus und dem Ort des Wiederanlegestoßes. Die Druckverhältnisse zwischen den Punkten ④ und ⑤ liegen bei $p_2/p_1 \approx 1,3$. Das Druckverhältnis nimmt mit der Ausblasrate leicht zu. Die Ablöseblase ist bei $c_m = 0 \%$ am längsten, wodurch sich der Wiederanlegepunkt in der Machzahlverteilung am weitesten stromab befindet.

In Abbildung 4.27 ist die zeitliche Entwicklung der isentropen Machzahl Ma_{is} am Mittenschnitt bei $c_m = 0 \%$ abgebildet¹³. Es ist ein Zeitraum von $t \approx 7,5$ ms mit der Messauflösung von $t \approx 0,1$ ms dargestellt. Der Pfeil hebt einen stromauflaufenden Stoß hervor. Außerdem ist das Schwanken des Wiederanlegepunktes um $x/c_{ax} \approx 0,63$ zu erkennen. Demnach ist die Stoß–Grenzschicht–Interaktion instationär. Mit Ausblasung bleibt die Instationarität der Grenzschichtströmung erhalten, wie in Abbildung 4.28 bei $c_m = 1,6 \%$ zu sehen ist. Auch wird

¹³Es wird pro Zeitschritt ein Ausschnitt von $y/h = 0,01$ dargestellt.

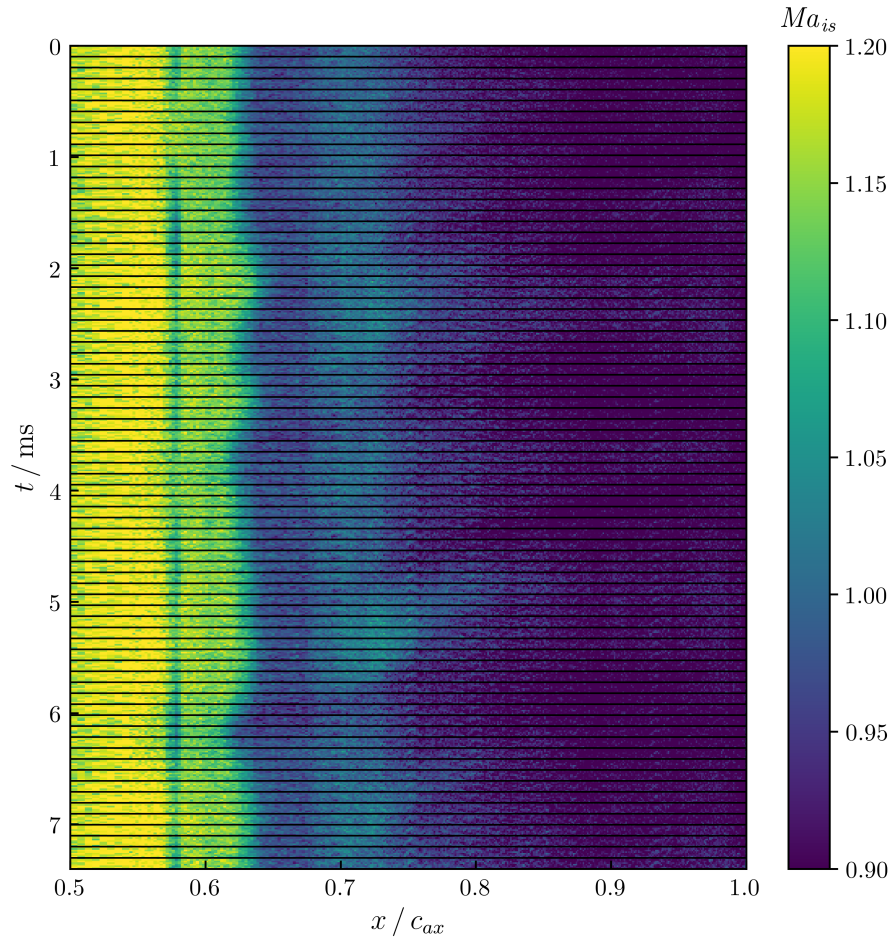


Abbildung 4.28.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $c_m = 1,6 \%$

das stromauf Laufen von Stößen nicht unterdrückt.

4.2.3. Grenzschichtzustand

Für die Transitionsdetektierung bei der Filmkühlschaufel werden zwei experimentelle Methoden eingesetzt: Infrarottechnik und Heißfilmsensoren. Zunächst werden die Ergebnisse der unterschiedlichen Methoden dargestellt und im Folgenden werden die Ergebnisse der Transitionsdetektierung miteinander verglichen.

Infrarot-Ergebnisse: Abbildung 4.29 zeigt die Ergebnisse der Infrarotmessung. In der oberen Reihe ist die Wandtemperatur bei einer Anströmtemperatur von $T = 300 \text{ K}$ dargestellt. In dieser Darstellung sind die Änderungen der statischen Temperatur enthalten. Die Spiegelung der Infrarotsensoren im Fenster des Kameragehäuses ist als Reflektion in den Abbildungen 4.29(a)–4.29(c) zu erkennen. In den unteren Abbildungen sind die Infrarotmessungen als relative Temperatur $T_{rel,n}$ aufbereitet.

In der Darstellung der absoluten Temperatur sind die Nachläufe der Filmkühlbohrungen beim Wiederanlegestoß um $x/c_{ax} \approx 0,67$ als Streifen zu erkennen. Mit zunehmender

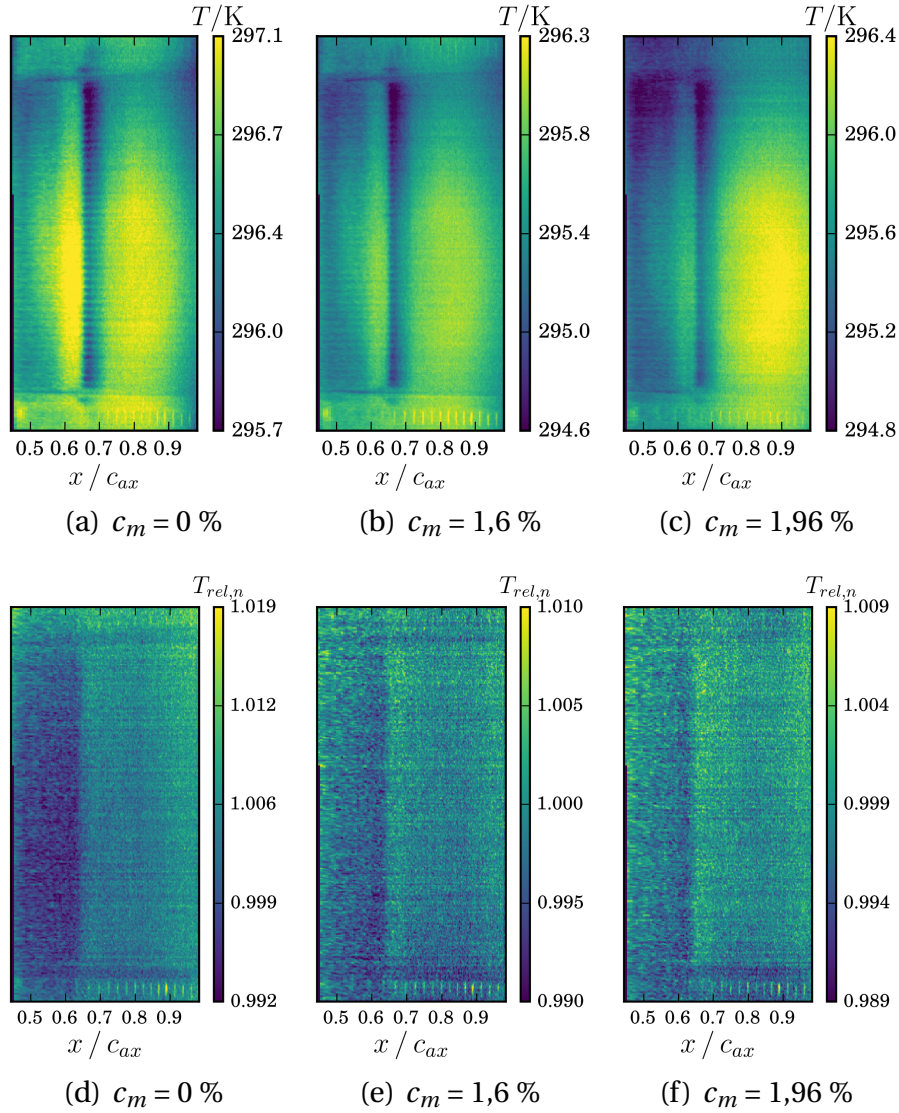
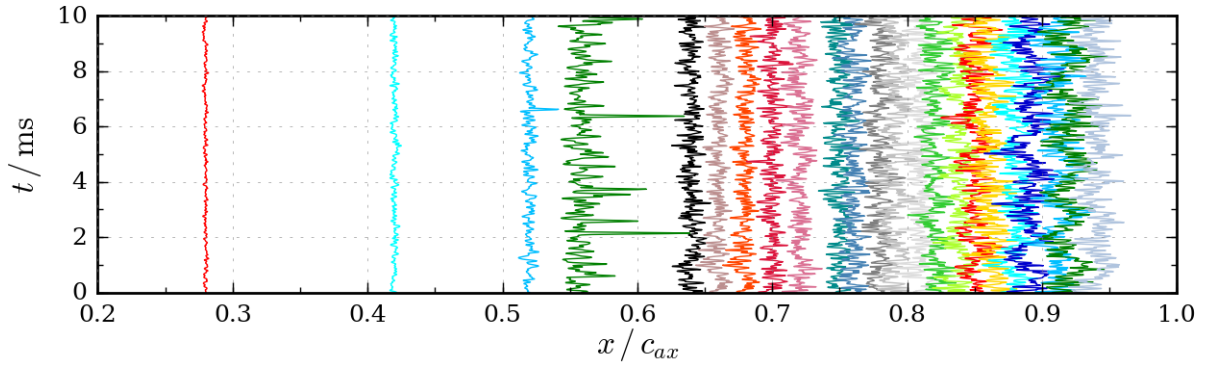
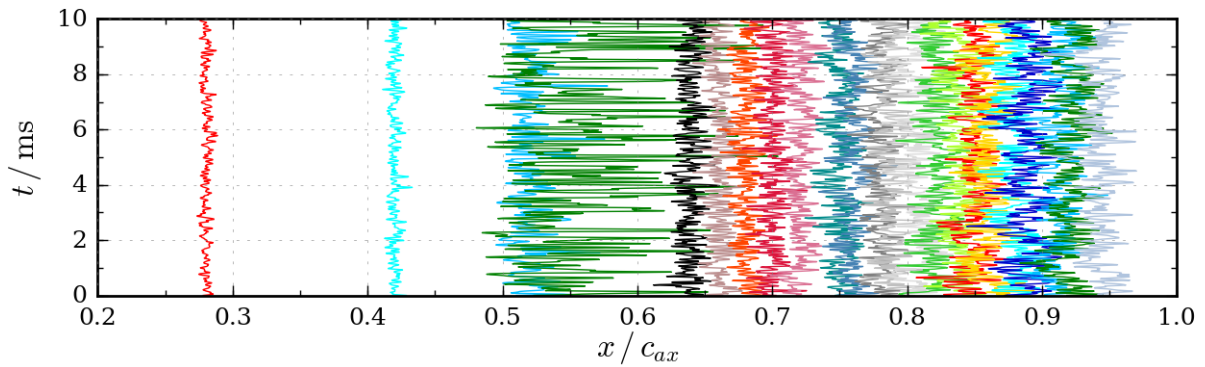
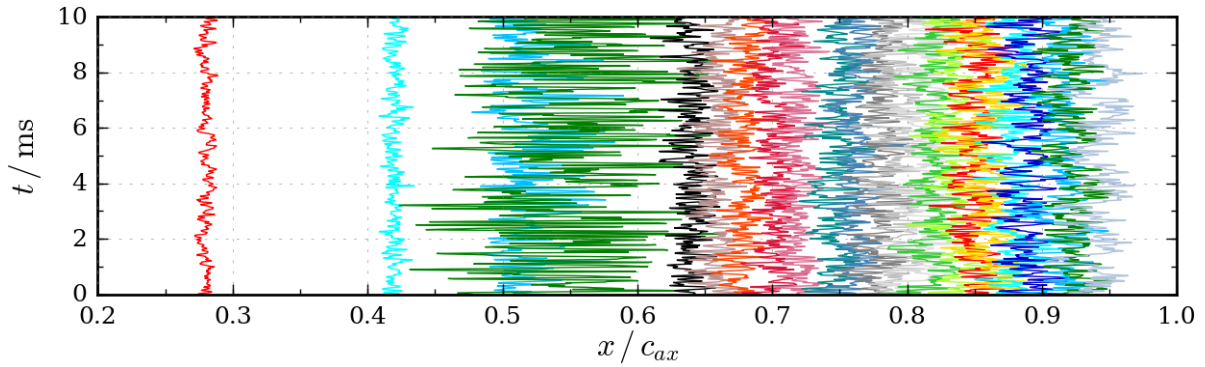


Abbildung 4.29.: Infrarotmessung T_{rel} bei einer Heizrate von 0,1 K/s und T

Ausblasrate werden die Nachläufe am Wiederanlegestoß schwächer abgebildet. Durch die erhöhte Strömungsmasse der Filmkühlung verteilt sich Filmkühlströmung gleichmäßiger an der Schaufeloberfläche.

In der unteren Reihe in Abbildung 4.29 heben sich durch die Normierung die Effekte des Druckgradienten und der Spiegelung des Zinksulfid-Glases auf. Es ist zu erkennen, dass bei allen drei Ausblasraten die Grenzschicht stromab der Ablöseblase ($x/c_{ax} > 0,63$) turbulent ist. Durch einen höheren konvektiven Wärmestrom im turbulenten Bereich der Grenzschicht stellt sich eine höhere relative Wandtemperatur ein, da sich die Schaufel stärker erwärmt.

Spannungssignale der Heißfilm-Ergebnisse: In diesem Abschnitt werden neben den Ergebnissen der Heißfilmmessung bei $Ma_2 = 0,9$ auch die Ergebnisse bei $Ma_2 = 0,5$ in Abbildung 4.30 bis 4.32 gezeigt. An den Daten für $Ma_2 = 0,5$ wird der Transitionsprozess veranschaulicht, da bei dieser Abström-Machzahl kein Stoß auftritt. Der Fall $Ma_2 = 0,5$ hilft bei

Abbildung 4.30.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 0 \%$ Abbildung 4.31.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,6 \%$ Abbildung 4.32.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,96 \%$

der Interpretation der Ergebnisse $Ma_2 = 0,9$. In den Abbildungen ist der zeitliche Verlauf der Spannungsfuktuationen U' über eine Dauer von $t = 0,01$ s dargestellt. Die Spannungsfuktuationen sind entsprechend ihrer Position auf der Schaufeloberfläche x/c_{ax} angeordnet.

In Abbildung 4.30 ($c_m = 0 \%$) zeigen die Spannungsfuktuationen ohne Ausblasung kaum Störungen bei $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,42$. Hier ist die Strömung laminar. Bei laminarer Strömung ergeben sich niedrige Heizspannungen. Bei $x/c_{ax} = 0,52$ treten erste Ausschläge höherer Spannung auf. Die Ausschläge stellen kurze turbulente Störungen dar. Die Anzahl der Ausschläge nimmt bei $x/c_{ax} = 0,56$ zu.

In einer turbulenten Grenzschicht tritt ein höherer Austausch von Impuls und Masse auf,

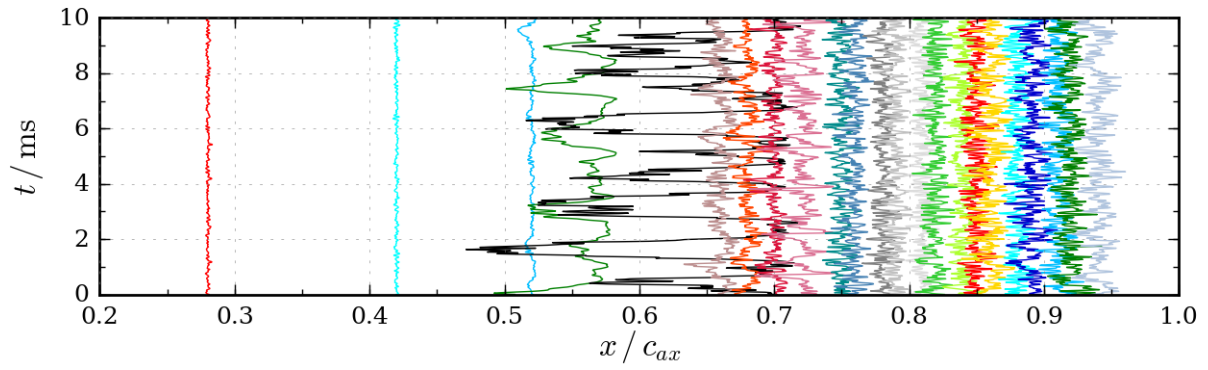


Abbildung 4.33.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0 \%$

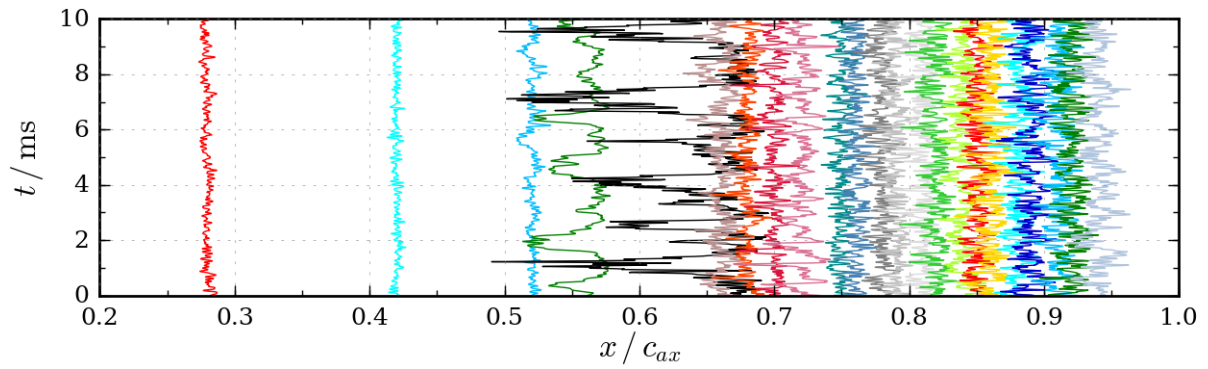


Abbildung 4.34.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,6 \%$

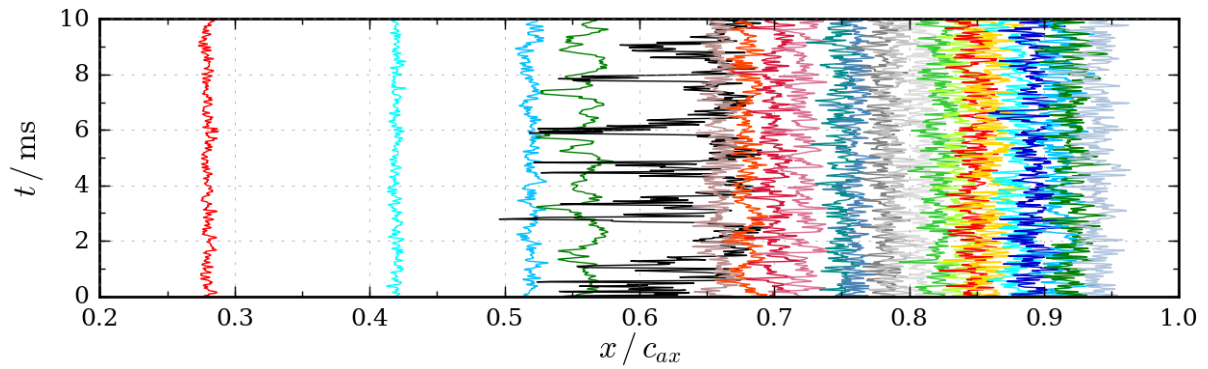


Abbildung 4.35.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,96 \%$

womit sich eine höhere Wandschubspannung in der turbulenten Grenzschicht ergibt. Die hohe Wandschubspannung zeigt sich durch ein höheres Spannungssignal (vgl. Gleichung 3.17). Im Bereich der Transition springt das Spannungssignal zwischen laminaren und turbulenten Anteilen. Somit ist dieser Bereich durch große Ausschläge im Spannungssignal zu erkennen. Der Transitionsbereich beginnt bei $x/c_{ax} = 0,52$. Im Bereich der turbulenten Grenzschicht sind die RMS-Werte erhöht, wodurch dieser Bereich vom laminaren Teil der Grenzschicht zu unterscheiden ist. Im laminaren Teil sind weniger und kleinskaligere Ausschläge zu sehen. Ab $x/c_{ax} = 0,64$ ist die Strömung vollständig turbulent.

Mit Filmkühl-Ausblasung ist in Abbildung 4.31 und 4.32 zu erkennen, dass stärkere

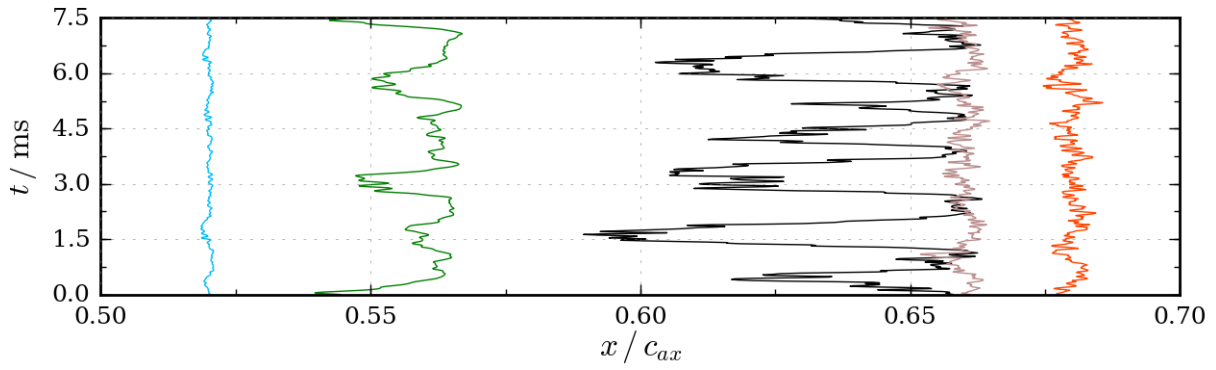


Abbildung 4.36.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0$ %. Bereich Stoß-Grenzschicht-Interaktion.

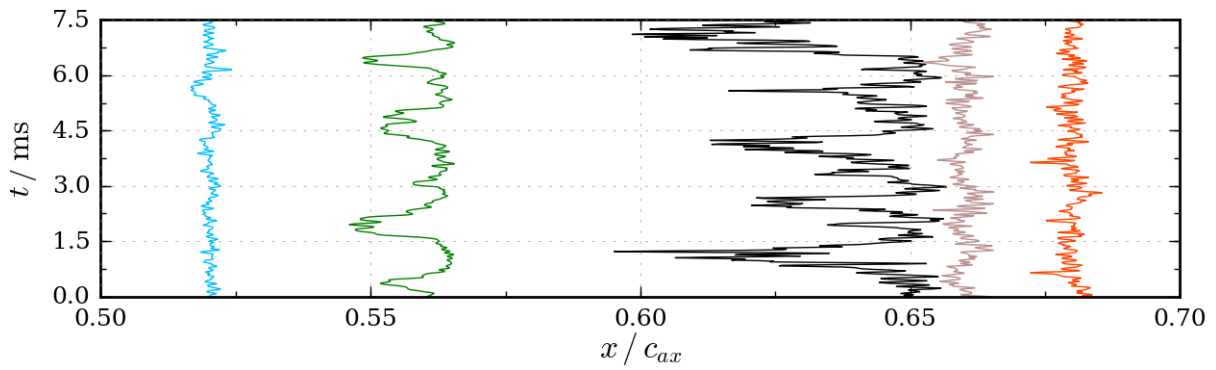


Abbildung 4.37.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,6$ %. Bereich Stoß-Grenzschicht-Interaktion.

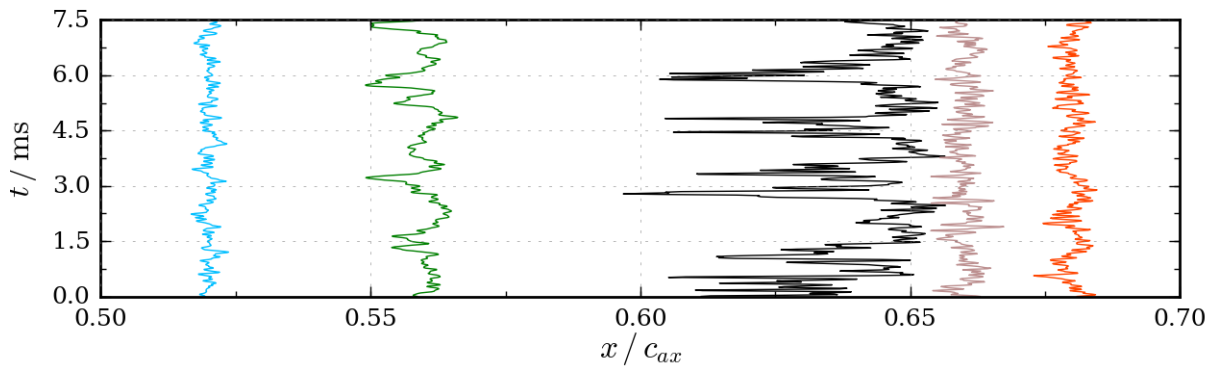


Abbildung 4.38.: Spannungssignal U' bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,96$ %. Bereich Stoß-Grenzschicht-Interaktion.

Schwankungen bei den Sensoren bei $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,42$ vorhanden sind. Dies lässt sich auf einen höheren Impulsaustausch durch die Ausblasströmung zurückführen. Bei den Sensoren, an denen sich ohne Ausblasmassenstrom der Transitionsbeginn zeigt, sind nun ebenfalls größere Schwankungen zu erkennen. Durch die eingebrachte Turbulenz in die Grenzschicht (mit Filmkühlausblasung) wird der Mittelpunkt des intermittierenden Bereichs ($\gamma = 50$ %) stromauf verschoben. Dieser Punkt liegt in Abbildung 4.30 stromab von $x/c_{ax} = 0,56$. An Sensor $x/c_{ax} = 0,56$ treten nur vereinzelte Ausschläge durch turbulente Störungen auf (Ausschlag

nach rechts im Bild). Die Grenzschicht befindet sich hier bereits im intermittierenden Bereich, jedoch deutlich unter $\gamma = 50\%$. Ab $x/c_{ax} = 0,64$ ist die Strömung vollständig turbulent.

Die Ergebnisse bei $Ma_2 = 0,9$ sind auf die gleiche Weise wie bei $Ma_2 = 0,5$ in Abbildung 4.33 bis 4.35 dargestellt. An den Sensoren bei $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,42$ ergeben sich keine sichtbaren Unterschiede zu $Ma_2 = 0,5$. Die Strömung ist vollständig turbulent ab $x/c_{ax} = 0,66$. Der Vergleich der Strömung bei $c_m = 0\%$ zwischen beiden Abström-Machzahlen zeigt große Unterschiede im Bereich dazwischen. Bei $Ma_2 = 0,9$ sind Schwankungen zu erkennen, die länger andauern als die kurzen Störungen bei $Ma_2 = 0,5$. Diese kleinskaligen Störungen sind bei $Ma_2 = 0,9$ nicht mehr zu erkennen. Es überwiegen die Schwankungen an den Sensoren $x/c_{ax} = 0,56$ und $0,64$. Dieser Bereich wird in den Abbildungen 4.36 bis 4.38 höher aufgelöst.

Aus den Infrarotdaten ist bekannt, dass sich an dieser Stelle eine Ablöseblase befindet. Dies gilt auch für $Ma_2 = 0,5$ (bei $x/c_{ax} = 0,6$). Bei $Ma_2 = 0,5$ befindet sich die Ablöseblase außerhalb der Heißfilm-Sensoren. Bei $Ma_2 = 0,9$ ist die Ablöseblase weiter stromab, sodass sie von dem Sensor bei $x/c_{ax} = 0,64$ detektiert werden kann. Wenn die Ablöseblase stationär wäre, würde der Sensor lediglich ein niedrigeres Spannungssignal als bei der laminaren Grenzschicht zeigen [143]. Im vorliegenden Fall werden die Schwankungen durch die Instationarität der Ablöseblase verursacht. Die Ablöseblase reicht stromauf bis $x/c_{ax} = 0,56$. Zufällige Ausreißer, wie sie sich bei einer intermittierenden Strömung zeigen, sind nicht zu erkennen.

Mit Ausblasströmung sind die Schwankungen an Sensor $x/c_{ax} = 0,64$ im niedrigen Spannungsbereich (Ausschlag im Diagramm nach links) weniger ausgeprägt. Außerdem werden die Schwankungen nun von höherfrequenten Amplituden überlagert.

Amplitudenspektren der Heißfilm-Ergebnisse: Aus der Fast-Fourier-Transformation (FFT) mit Hanning-Fensterung der zeitlichen Spannungsfluktuationen U' ergibt sich ein Amplitudenspektrum im Frequenzbereich. Frequenzen mit besonders hohen Amplituden können aus dem Amplitudenspektrum abgelesen werden. Diese Form der Darstellung bietet eine weitere Möglichkeit zur Analyse des Grenzschichtzustands. Bei einer turbulenten Grenzschicht zeigt sich die Turbulenz durch höhere Amplituden im gesamten Frequenzspektrum im Vergleich zu einer laminaren Grenzschicht. Um diesen Effekt leichter ablesen zu können, ist eine Referenzlinie bei $U' = 10^{-4}$ V in den Amplitudenspektren eingefügt. In den Abbildungen 4.39 bis 4.45 sind die Amplitudenspektren beider Machzahlen bei allen Ausblaskonfigurationen an vier Sensorpositionen dargestellt. Für den laminaren Bereich der Grenzschicht ist der Sensor bei $x/c_{ax} = 0,28$ und für den turbulenten Bereich der Sensor bei $x/c_{ax} = 0,68$ dargestellt. Für den Bereich dazwischen werden die Sensoren an Position $x/c_{ax} = 0,56$ und $0,64$ gezeigt. Die Frequenzen werden bis 10 kHz dargestellt, da bei der Datenaufnahme ein Tiefpassfilter von 10 kHz angewendet wurde.

In den Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ in Abbildung 4.39 fällt auf, dass sich an den meisten Sensoren eine Amplitude mit $f = 528$ Hz (Frequenz ist in grau hervorgehoben) abhebt. Diese ist an den Sensoren $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,56$ bei den Fällen mit Ausblasung in

Abbildung 4.40 und 4.41 weniger deutlich, da sich das gesamte Amplitudenspektrum durch die Ausblasung auf das Niveau der Amplitude von $f = 528$ Hz anhebt. Im gesamten Strömungsfeld sind Druckschwankungen mit der oben genannten Frequenz vorhanden. Diese Frequenz wird durch die Ausblasung nicht beeinflusst.

Der Abgleich von laminarer und turbulenter Grenzschicht erfolgt an den Sensoren $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,64$. Bei $c_m = 0\%$ ist das Niveau des Amplitudenspektrums bei $x/c_{ax} = 0,64$ höher als bei $0,28$. Die Geschwindigkeitsschwankungen der turbulenten Grenzschicht zeigen sich gegenüber der laminaren Grenzschicht als erhöhte Amplituden.

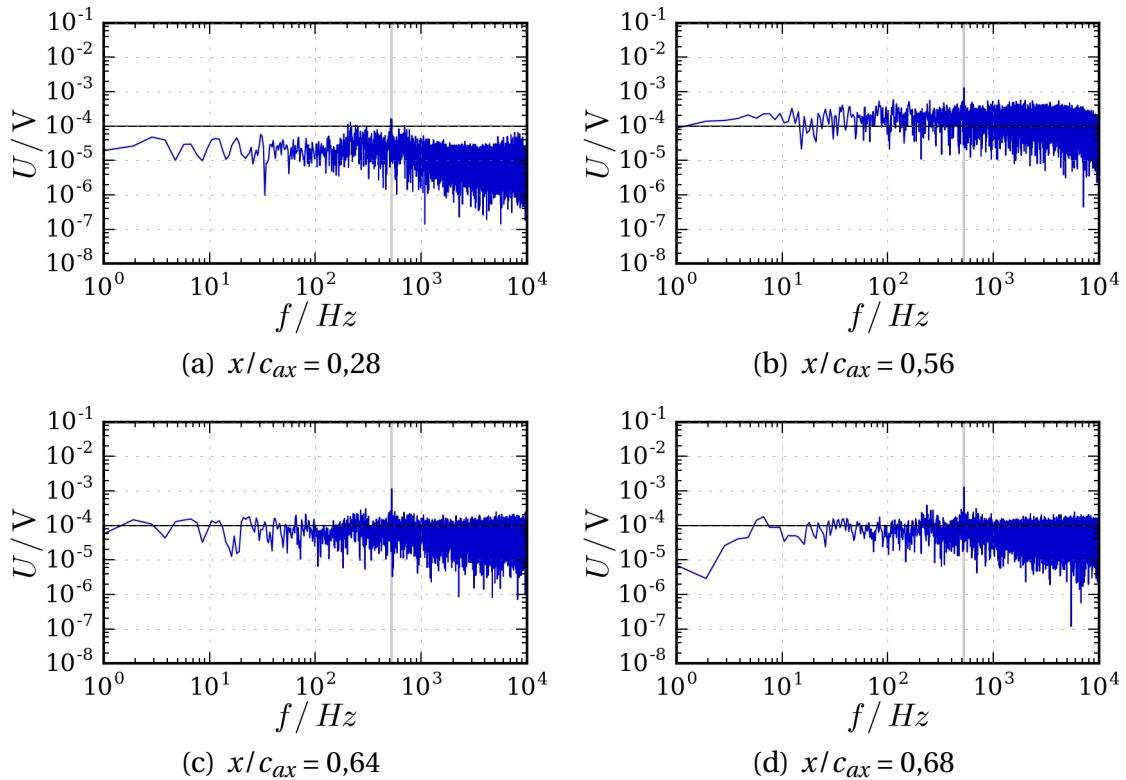


Abbildung 4.39.: Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 0\%$

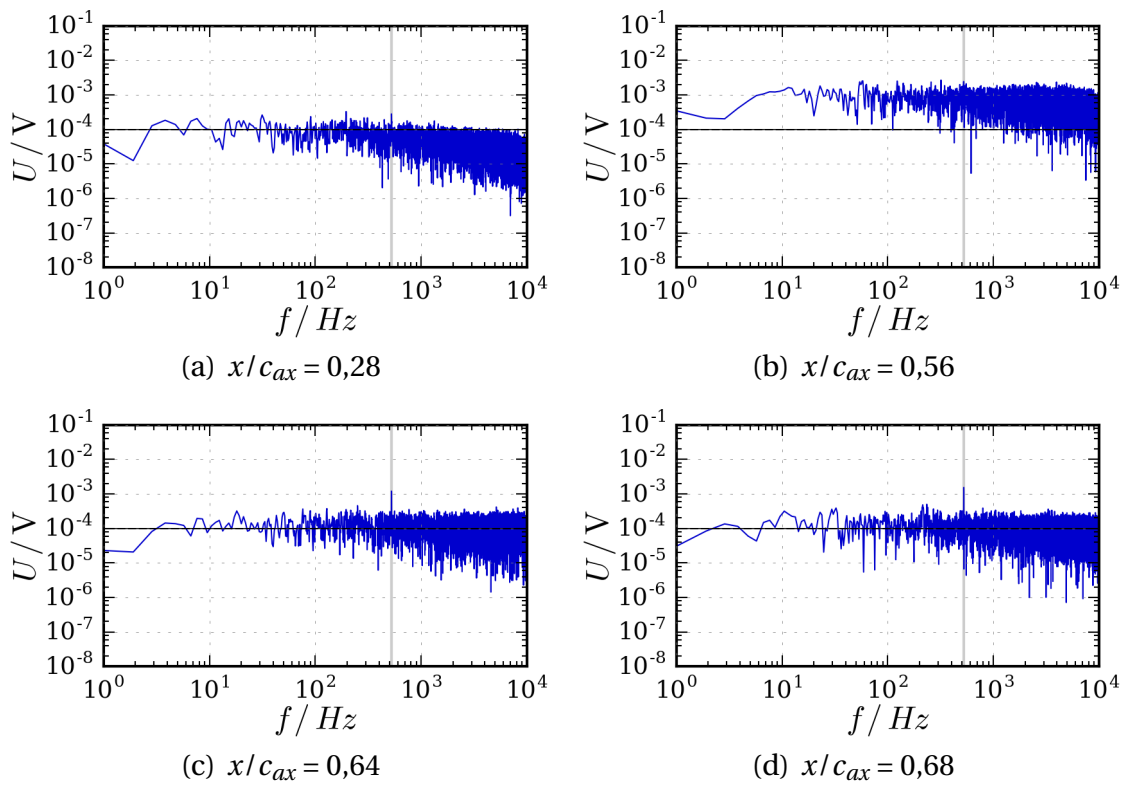


Abbildung 4.40.: Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,6 \%$

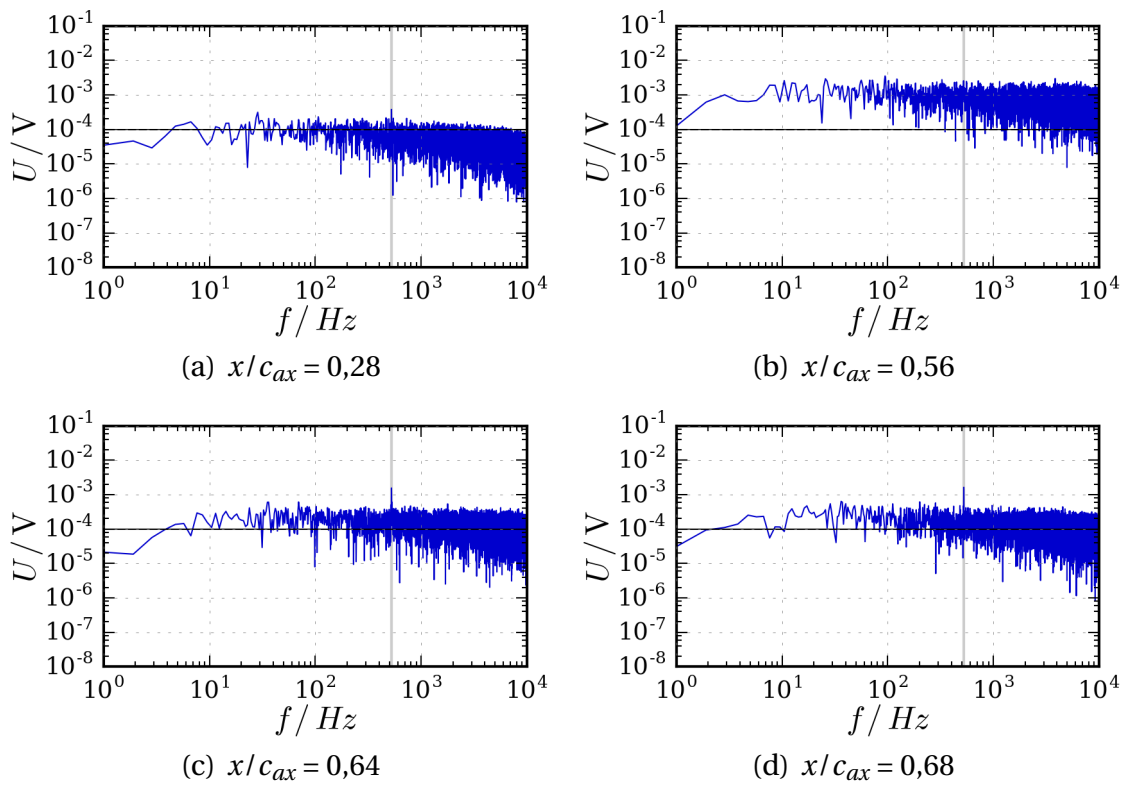
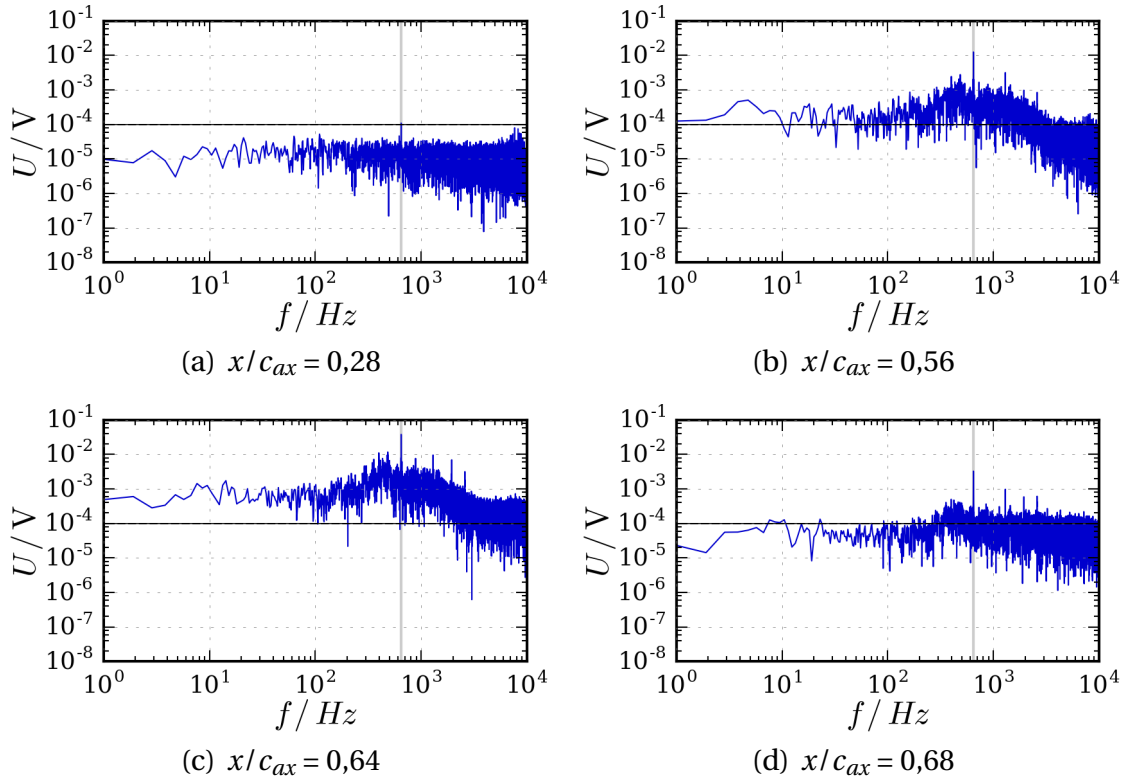


Abbildung 4.41.: Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,5$ und $c_m = 1,96 \%$

Abbildung 4.42.: Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 0\%$

Die Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ sind in den Abbildungen 4.42 bis 4.45 dargestellt. Der Abgleich zur Feststellung des Grenzschichtumschlages zwischen $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,68$ zeigt, dass sich das Amplitudenspektrum bei $x/c_{ax} = 0,68$ gegenüber $0,28$ angehoben hat. Die Grenzschicht zeigt im laminaren Bereich bei den Fällen mit Filmkühlung durch die erhöhte kinetische Energie, die durch die Filmkühlung in der Grenzschicht eingebracht wird, höhere Amplituden.

Auch bei $Ma_2 = 0,9$ zeigt sich eine Spitze im Amplitudenspektrum bei $f = 648$ Hz, womit die Frequenz höher als bei $Ma_2 = 0,5$ ist. Das Spektrum im Bereich dieser Frequenz wird in Abbildung 4.43 vergrößert und ohne logarithmische Darstellung der Abszisse gezeigt. Bei der Darstellung ohne logarithmische Auftragung wird erkennbar, dass sich der Amplitudenpeak nicht auf eine Frequenz beschränkt, sondern die Erhöhung über eine bestimmte Bandbreite von $\Delta f \approx 10$ Hz vorliegt. Anhand der Auswertung der Machzahlverteilung (vgl. Abbildung 4.27 und 4.28) können die Stoßbewegungen der stromauf laufenden Stöße und der Schwankung des Wiederanlegestoßes dem Amplitudenpeak bei $f = 648$ Hz zugeordnet werden. Folglich wird diese Frequenz im Weiteren als Stoßfrequenz bezeichnet. Für die Stoßfrequenz von $f = 648$ Hz ergibt sich bei Verwendung der Abströmgeschwindigkeit und der Dicke der Hinterkante als charakteristische Länge D eine Strouhal-Zahl $Str \approx 0,003$ ($Str = fD/U_\infty$ [151]). Bei Verwendung der Sehnenlänge für D beträgt die Strouhal-Zahl $Str \approx 0,17$.

Oszillierende Stöße werden in zahlreichen Literaturstellen am Anwendungsbeispiel einer Rampe [170], an Raketen [32, 151, 164], an Flügeln [27, 168] und in Lehrbüchern [6] dargestellt

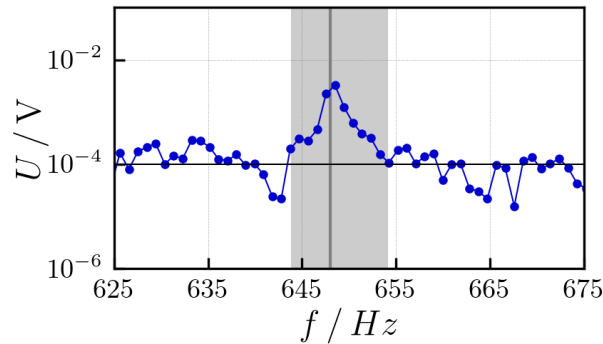


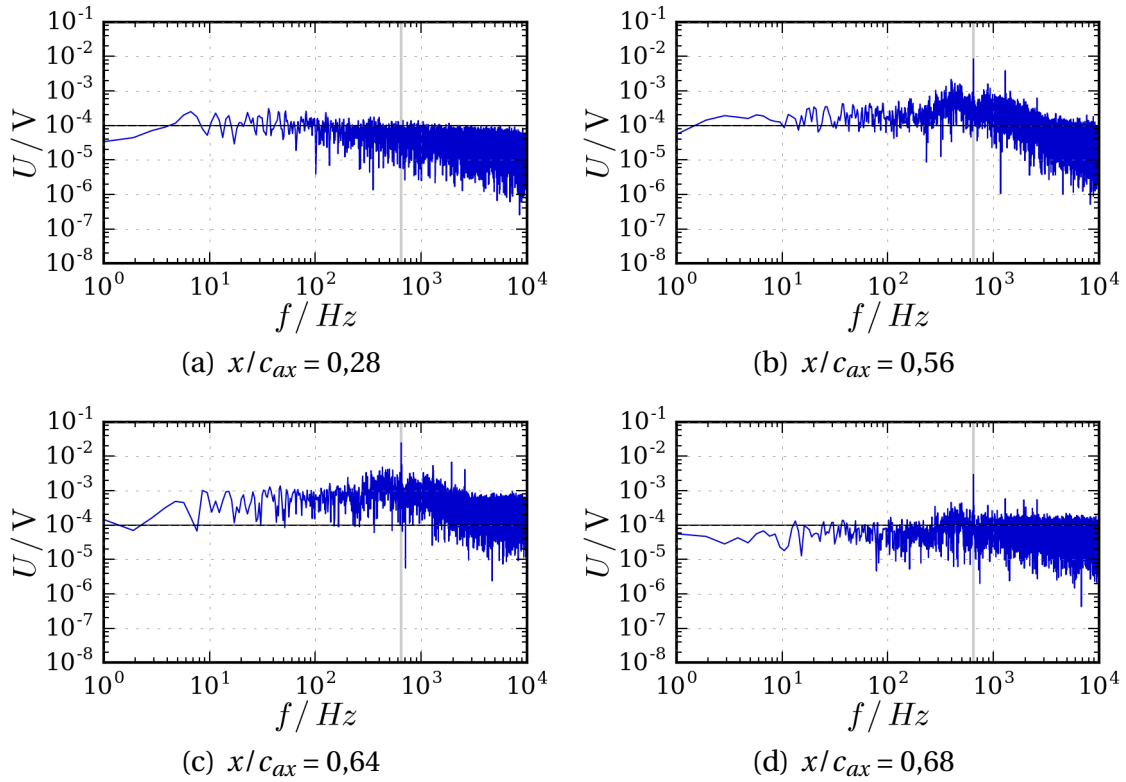
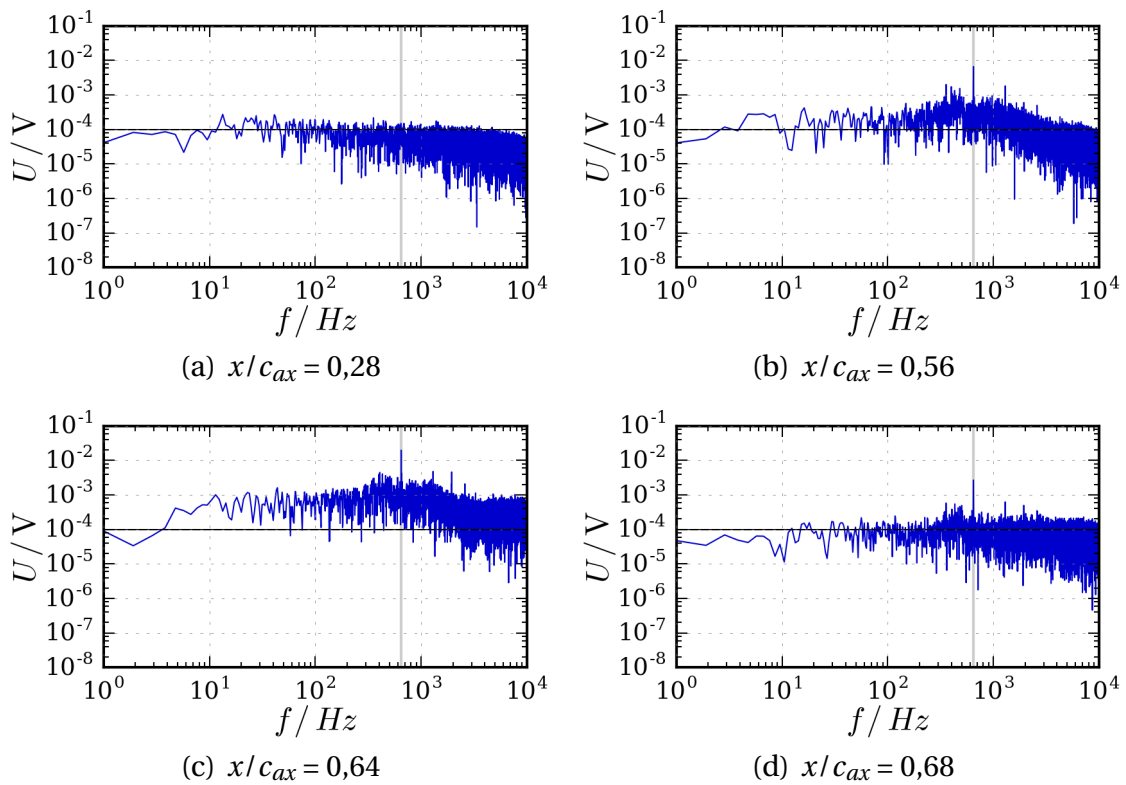
Abbildung 4.43.: Amplitudenspektrum bei $Ma_2 = 0,9$, $c_m = 0\%$ und $x/c_{ax} = 0,68$. Bereich um Stoßfrequenz.

und analysiert. An Turbinenprofilen treten häufig Stöße auf (siehe u.a. [38, 179]), wobei in der Regel keine Auswertung im Frequenzbereich erfolgt.

Schreyer et al. [151] finden einen Peak um $Str = 0,25$, was eine ähnliche Größenordnung wie in dieser Anwendung ist, wenn die Sehnenlänge als charakteristische Größe verwendet wird. In Schreyer et al. [151] ergibt sich eine Amplitudenerhöhung über eine Bandbreite von $\Delta f \approx 500$ Hz und ist somit um das 50-fache höher als in dieser Arbeit. Der Peak in der Arbeit von Schreyer et al. [151] wird von den Autoren als ein häufig detektiertes Phänomen bei Raketen-Anwendungen beschrieben. Grund für die Instationarität ist eine Wirbelablösung infolge einer Strömungsablösung. Einen ähnlichen Effekt beschreiben Déprés et al. [32].

Bei Thomas et al. [170] wird als Stoßgenerator eine Rampe eingesetzt. Es werden in der Untersuchung Druckschwankungen festgestellt und es heben sich zwei Peaks hervor. Der niedrigere Frequenzpeak tritt bei $f \approx 1000$ Hz auf und wird auf Stoßoszillationen zurückgeführt. Der zweite Peak ergibt sich aus einer stoßinduzierten Ablösung weiter stromab. Die Bandbreite dieses Peaks beträgt $\Delta f \approx 4000$ Hz. Babinsky u. Harvey [6] führen bezüglich dieser Arbeit aus, dass die instationären Bewegungen eines Stoßes in Zusammenhang mit einer turbulenten Ablösung durch breitbandige Frequenzen und Längenskalen charakterisiert werden. Kleinskalige Stoßfluktuationen werden der Turbulenz innerhalb der Grenzschicht- und abgelösten Trennschichten zugeordnet. Großskalige Stoßfluktuationen im niedrigen Frequenzbereich werden pulsierenden Ablöseblasen zugeordnet. Babinsky u. Harvey [6] führen weiter aus, dass noch nicht abschließend geklärt ist, ob der Stoß oder die Ablöseblase die Instationarität erzeugt.

Es zeigen sich in den Studien erhöhte Frequenzen mit großen Bandbreiten von über $\Delta f > 300$ Hz im Vergleich zu dieser Arbeit ($\Delta f \approx 10$ Hz). Die geringe Bandbreite des Peaks wird in dieser Arbeit nicht nur mit den Heißfilm-Sensoren festgestellt, sondern auch mit der PSP-Messtechnik. Durch die unterschiedlichen Methoden der Signalaufnahme kann somit die Messtechnik als Ursache des Phänomens ausgeschlossen werden. Die wahrscheinlichste Ursache ist die spezielle Stoßbewegung auf der Schaufel oder eine Oszillation des Wiederanlegepunktes. Da ein vergleichbarer Fall mit ähnlich kleiner Bandbreite in der Literatur

Abbildung 4.44.: Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,6 \%$ Abbildung 4.45.: Amplitudenspektren bei $Ma_2 = 0,9$ und $c_m = 1,96 \%$

fehlt, zeigt sich an dieser Stelle ein möglicher Forschungsgegenstand für weiterführende Untersuchungen auf.

Die Stoßfrequenz wird durch die Ausblasung nicht beeinflusst. Die Amplitude der Stoßfrequenz ist an den Sensoren $x/c_{ax} = 0,56$ und $0,64$ deutlich höher als bei der Amplitude der Druckschwankung bei $Ma_2 = 0,5$. Somit ist die Instationarität stärker ausgeprägt. In Abbildung 4.27 wird gezeigt, dass Stöße stromauf zur Ablöseblase laufen. Dussauge et al. [40] gibt an, dass Stoßbewegungen durch die Strömungsbedingungen stromauf und stromab angeregt werden können. In der Untersuchung von Wheeler et al. [179] wird das Wandern der Stöße bei einer DNS–Untersuchung eines Hochdruck–Turbinen–Profils (VKI LS 89 [4] bei $Ma_2 = 0,9$) ebenso beschrieben. Wheeler et al. [179] führen aus, dass die Stöße an der Hinterkante durch das Abschwimmen der Nachlauf–Wirbel erzeugt werden.

Bei der erhöhten Amplitude bei der Frequenz $f \approx 1300$ Hz handelt es sich um eine höher Harmonische der Stoßfrequenz. Höher Harmonische treten bei mono–frequenter Anregung (Stoßschwingung) in nicht–linearen Systemen auf, wie es durch ein transsonisches Strömungsfeld gegeben ist. Auch in den Amplitudenspektren der Heißfilmdaten sind diese als höher Harmonische der Stoßfrequenz zu finden. Da der Effekt bei beiden Messmethoden¹⁴ auftritt, kann ein Artefakt, das durch das elektronische Messsystem eingebracht wird, ausgeschlossen werden.

Vergleich der Infrarot– und Heißfilmdaten: Abbildung 4.46 zeigt die statistische Auswertung der Heißfilmdaten (HF) und der Infrarotmessung (IR) bei $Ma_2 = 0,9$. Die Bereiche laminarer und turbulenter Grenzschicht sind hervorgehoben. Im Transitionsbereich tritt eine Ablösung (Abl.) durch den einfallenden Stoß auf.

Oben in Abbildung 4.46 sind die rms–Werte der Spannungsfluktuationen U'_{rms} dargestellt. Die Strömung ist bis $x/c_{ax} = 0,52$ laminar, was sich in einem kleinen U'_{rms} zeigt. Im turbulenten Bereich ab $x/c_{ax} = 0,66$ liegt der U'_{rms} –Wert höher.

Im mittleren Diagramm von Abbildung 4.46 ist die Schiefe U'_ζ dargestellt. In der laminaren Grenzschicht ist U'_ζ leicht positiv, wobei die Werte mit Ausblasung höher liegen. Im Bereich der Ablösung ist ein deutliches Ansteigen der rms–Werte ab $x/c_{ax} = 0,52$ zu erkennen. Das Maximum wird bei $x/c_{ax} = 0,64$ erreicht. Sollte an dieser Stelle die Transition stattfinden, würde die Schiefe U'_ζ zunächst in den positiven und danach sofort in den negativen Bereich ausschlagen [143]. Stattdessen sind die Werte bei $x/c_{ax} = 0,56, 0,64$ und $0,7$ negativ. Aus Abschnitt 3.1.3 (Heißfilm–Anemometrie) und Meijering u. Schroeder [119] geht hervor, dass bei einer Ablösung, die durch einen Stoß induziert wird, U'_ζ negativ ausschlägt. In den Schlierenbildern (Abbildung 4.25) ist zu sehen, dass es einen Ablöse–Kompressionsstoß gibt. Das Wiederanlegen geht mit dem Wiederanlegestoß einher. Außerdem tritt bei $x/c_{ax} = 0,7$ ein normaler Stoß auf. Diese Stöße führen zu negativen Werten der Schiefe.

¹⁴PSP Datenauswertung im Frequenzbereich bei Wirbelgeneratorschaufel, siehe Abbildung A.9 bis Abbildung A.14

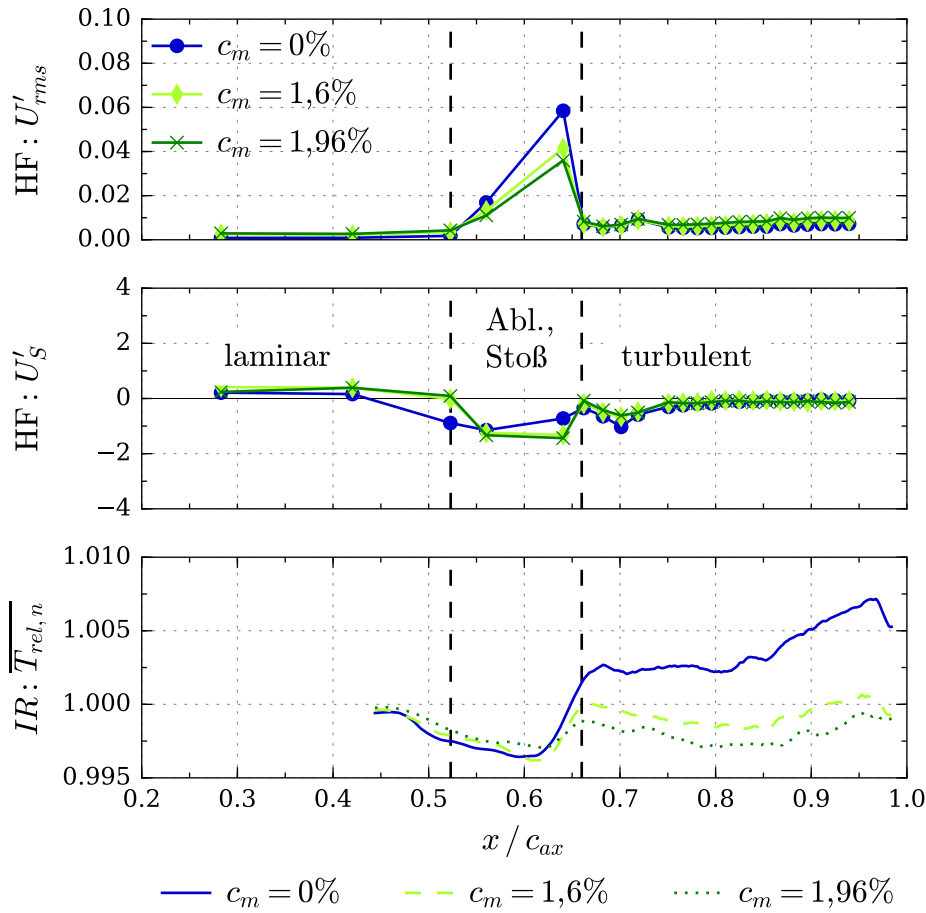


Abbildung 4.46.: Vergleich der Heißfilm- und Infrarotdaten

Bei $x/c_{ax} = 0,64$ ist U'_{rms} im Vergleich zu den restlichen Werten stark erhöht. Um anhand der Heißfilmdaten die Transitionslage zu detektieren, würde es eine höhere Sensorendichte stromauf zwischen $x/c_{ax} = 0,56$ und $0,64$ benötigen. Dennoch erzeugen hohe Ausblaskoeffizienten eine zusätzliche Störung in der Grenzschicht stromauf der Stoß-Grenzschicht-Interaktion, was sich in den unterschiedlichen Werten von U'_{rms} und U'_S zeigt. Die Heißfilmdaten werden nicht ausschließlich durch den einfallenden Stoß an dieser Stelle beeinflusst, sondern auch durch die Filmkühl-Strömung. Dies wird an den U'_{rms} -Werten an Position $x/c_{ax} = 0,64$ deutlich. Die rms-Werte sind am höchsten bei $c_m = 0\%$. Je höher der Ausblaskoeffizient wird, desto niedriger sind die rms-Werte. Dies deutet darauf hin, dass der Transitionsprozess durch die Störungen stromauf mit höherem Ausblaskoeffizienten weiter fortgeschritten ist.

Das untere Diagramm in Abbildung 4.46 zeigt die gemittelten Infrarotergebnisse $\overline{T_{rel,n}}$. Im Bereich der Ablöseblase zeigen sich geringe Unterschiede zwischen $\overline{T_{rel,n}}$ bei den verschiedenen Ausblasstärken. Innerhalb der Steigung bei $x/c_{ax} \approx 0,64$ befindet sich der Wiederanlegepunkt. Mit zunehmender Ausblasstärke verschiebt sich der Wiederanlegepunkt stromauf (vgl. Machzahlverteilung in Abbildung 4.26). Bei $x/c_{ax} \approx 0,66$ steigt $\overline{T_{rel,n}}$ nicht weiter an und die Grenzschicht ist vollständig turbulent.

4.2.4. Nachlauftraversen

Abbildung 4.47 zeigt die Ergebnisse der Nachlaufmessung stromab der Kaskade. Auf der rechten Seite der Abbildung sind der Totaldruckkoeffizient p_{02y}/p_{01} , die Machzahl Ma_{2y} und der Umfangswinkel β_{2y} dargestellt. Die Koordinaten der Abszisse werden den Schaufelnummerierungen aus Abbildung 3.4(b) zugeordnet. Somit befindet sich bei $(y - y_0)/t = 2$ die Nachlaufzelle der zweiten Schaufel in Abbildung 3.4(b). Der Bereich von $(y - y_0)/t = 1,5$ bis 2 wird hier als saugseitiger und der Bereich von $(y - y_0)/t = 2$ bis 2,5 als druckseitiger Nachlauf bezeichnet. Die Nachläufe der benachbarten Schaufeln befinden sich jeweils bei $(y - y_0)/t = 1$ und 3. Auf der linken Seite ist das Schlierenbild aus Abbildung 4.25(b) mit einem zusätzlichen Koordinatengitter verzerrt dargestellt, um die y -Koordinaten der Nachlauftraversen zu verdeutlichen.

Anhand der Abbildung 4.47 kann die Nachlaufmessung erläutert werden: Der Sondenkopf wird bei $x/c_{ax} = 1,52$ parallel zur Austrittsebene der Kaskade traversiert. Im rechten Teil von Abbildung 4.47 sind die Nachläufe der Schaufeln gezeigt. Der Traversierbereich liegt außerhalb des Schlierenfensters. Um den Zusammenhang zwischen Schlierenbildern und Nachlaufmessung zu verdeutlichen, wird im Schlierenfenster ein entsprechender Traversierweg durch weiße Punkte gekennzeichnet. Nachläufe sind im Schlierenbild und in der Darstellung der Nachläufe mit einem Stern gekennzeichnet.

Die Fehlerbalken der Messpunkte zeigen für p_{02y}/p_{01} , Ma_{2y} und β_{2y} jeweils die resultierenden Abweichungen durch die Fehlermarge des PSI-Systems an. Im Nachlauf beträgt das

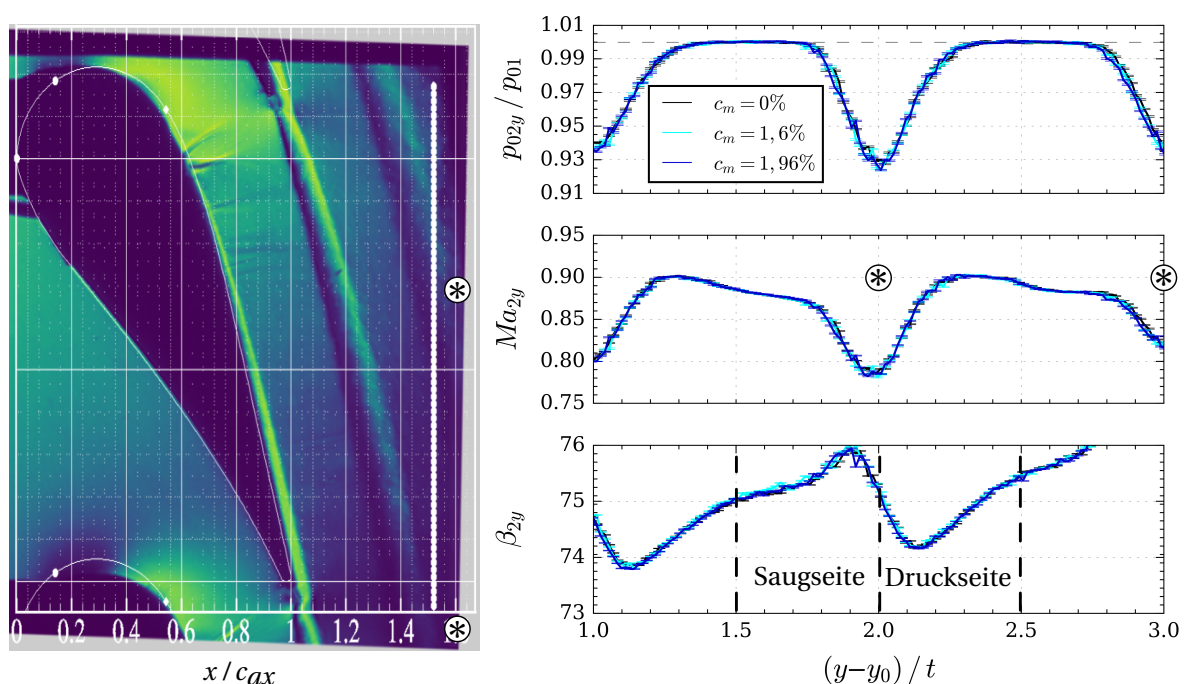


Abbildung 4.47.: Schlierenbild und inhomogener Nachlauf

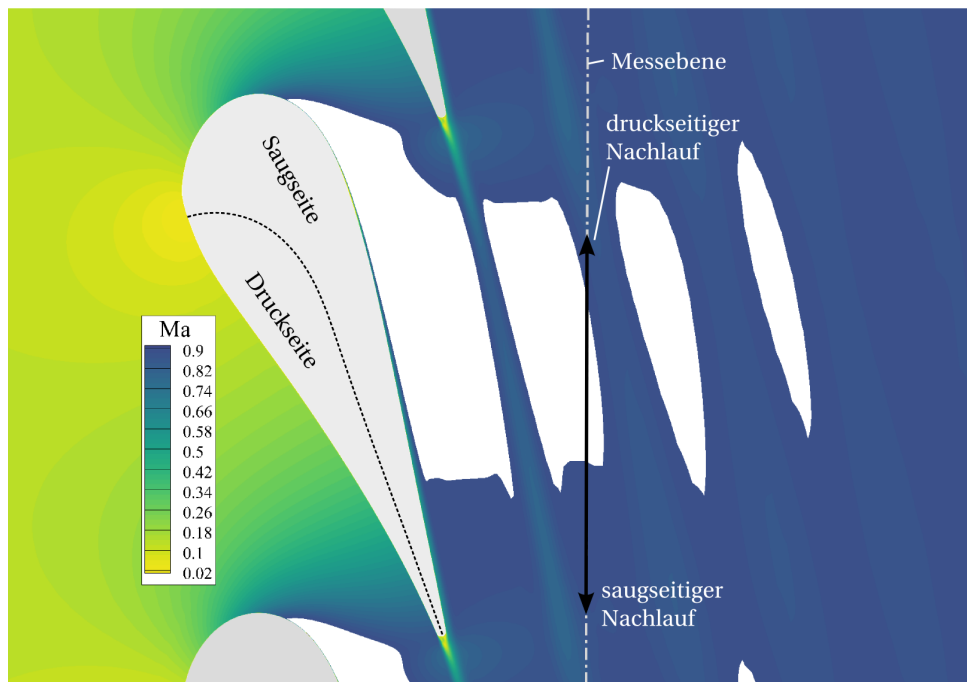
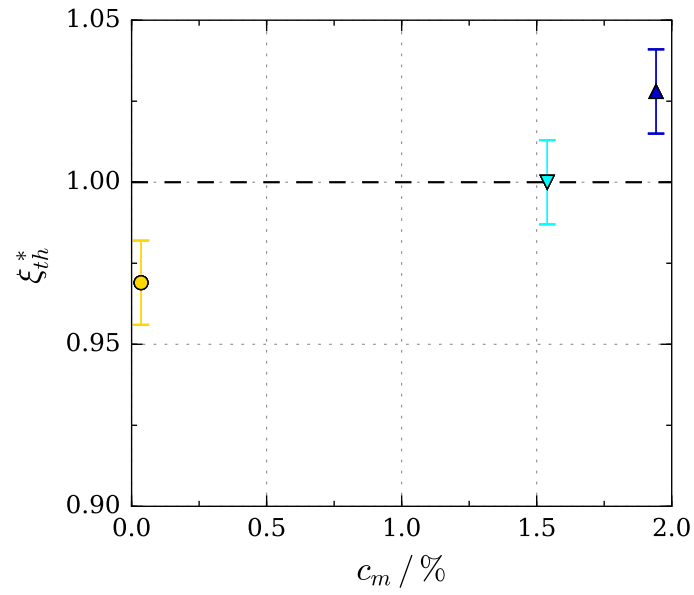


Abbildung 4.48.: Machzahlverteilung in einer CFD-Berechnung

Totaldruckverhältnis $p_{02y}/p_{01} = 0,93$. Es ergeben sich kaum Unterschiede zwischen den drei Ausblaskoeffizienten.

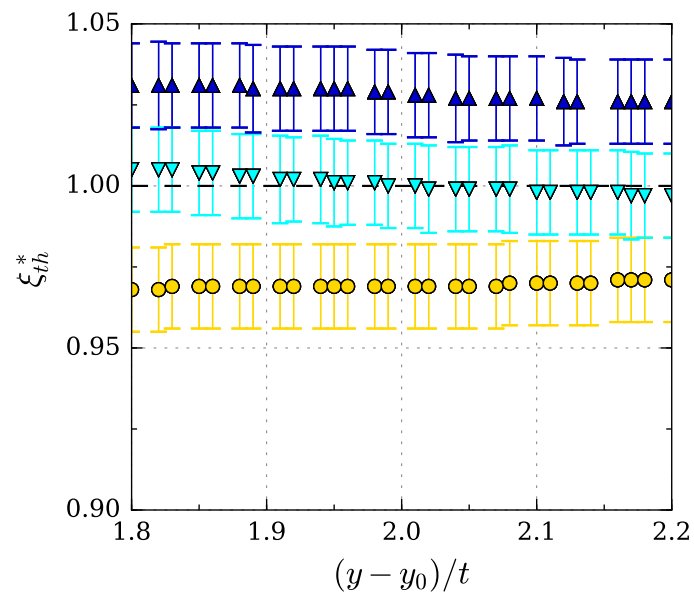
Die Machzahl-Verteilung und der Umfangswinkel zeigen keinen signifikanten Unterschied bei der Variation der Ausblasraten. Anhand der Machzahl-Verteilung ist zu erkennen, dass die Machzahl bei $Ma_2 = 0,9$ liegt und zum saugseitigen Teil des Nachlaufs abfällt. Dieses Phänomen lässt sich anhand der CFD-Resultate aus Kapitel 4 erklären: In Abbildung 4.48 ist die Machzahlverteilung am Mittenschnitt dargestellt. Die Messebene der Sonde ist gekennzeichnet, außerdem ist ein Traversierweg zwischen zwei Nachlaufdellen durch einen schwarzen Pfeil hervorgehoben. Es werden Machzahlen bis $Ma_2 = 0,9$ eingefärbt. Orte, an denen die Machzahl größer ist, sind weiß. Hierbei wird die Ausdehnung des Gebiets hoher Strömungsgeschwindigkeit deutlich. Es wirkt sich auf die nächsten drei Nachläufe aus. Die Nachlaufdellen zeigen sich als Gebiete niedrigerer Strömungsgeschwindigkeit. Die Sonde tritt in das Gebiet hoher Strömungsgeschwindigkeit im Bereich des druckseitigen Nachlaufs ein. Traversiert die Sonde weiter in Richtung des saugseitigen Nachlaufs, endet das Gebiet hoher Strömungsgeschwindigkeit und es wird eine niedrigere Machzahl gemessen.

Die inhomogenen Strömungsdaten wurden zur weiteren Betrachtung homogenisiert. Abbildung 4.49(a) zeigt den thermodynamischen Verlustkoeffizienten ξ_{th}^* (Gleichung 2.9) bei $(y - y_0)/t = 2$, der mit den Werten von $c_m = 1,6 \%$ normiert wurde. Es ist ein Ansteigen von ξ_{th}^* bei zunehmender Ausblasrate zu erkennen. Aus den Heißfilm-Ergebnissen in Abbildung 4.33 bis 4.35 geht hervor, dass die Grenzschicht stromab der Filmkühlbohrungen durch die Ausblasung mit turbulenten Störungsbereichen durchsetzt ist. Eine turbulente Grenzschicht verursacht durch die höhere Wandschubspannung einen höheren Verlust als eine



● $c_m = 0\%$ ▼ $c_m = 1,6\%$ ▲ $c_m = 1,96\%$

(a) ξ_{th}^* als Funktion der Ausblasrate c_m



● $c_m = 0\%$ ▼ $c_m = 1,6\%$ ▲ $c_m = 1,96\%$

(b) Verteilung von ξ_{th}^* in Umfangsrichtung

Abbildung 4.49.: Normierter thermodynamischer Verlustkoeffizient

laminare Grenzschicht. Aus der Analyse der Machzahlverteilung und des Druckverhältnisses im Bereich der SGI durch den einfallenden Stoß zeigt sich, dass die Länge der Ablöseblase mit zunehmendem c_m abnimmt. Gleichzeitig nimmt das Druckverhältnis über die SGI zu. Da die Verluste mit c_m zunehmen, obwohl sich die Ablösung verkleinert, kann geschlossen werden, dass die Zunahme der Stoßstärke und der turbulente Anteil in der Grenzschicht einen übergeordneten Beitrag bei den Strömungsverlusten haben.

In Abbildung 4.49(b) ist der normierte thermodynamische Verlustkoeffizient dargestellt. Die Sonde traversiert über 1,5 Schaufelpassagen, ξ_{th}^* wird jedoch lediglich über die Höhe einer Schaufelpassage berechnet. Da der Traversierweg in Schritten von 1 mm diskretisiert wird, ist es daher möglich das Fenster zur Berechnung von ξ_{th}^* entlang des gesamten Traversierwegs zu verschieben. Hierdurch zeigt sich die Variation von ξ_{th}^* in Umfangsrichtung. Das Kontrollvolumen zur Berechnung von ξ_{th}^* wird von $(y - y_0)/t = 1,3$ bis 2,8 verschoben und ξ_{th}^* berechnet. Es zeigt sich, dass die Werte für $c_m = 1,6\%$ und $1,96\%$ leicht abnehmen und für $c_m = 0\%$ annähernd konstant bleiben. Es ist akzeptabel, die Berechnung von ξ_{th}^* stets an einem festen Kontrollpunkt bei $(y - y_0)/t = 2$ durchzuführen.

4.2.5. Vergleich des Ablöseverhaltens der Basis- und der Filmkühlschaufel

In Abbildung 4.50 sind die Ergebnisse der Basisschaufel zusammen mit der Infrarotmessung an der Filmkühlschaufel dargestellt. Da die Heißfilmsensoren und die Infrarotmessung für die Filmkühlschaufel äquivalente Ergebnisse zeigen, die Infrarotmessung die Schaufeloberfläche jedoch genauer auflöst, wird auf die Darstellung der Heißfilmdaten verzichtet. Für die Messung der Basisschaufel wurde eine andere Infrarotkamera verwendet als bei der Messung mit Filmkühlschaufel. Die Kameras messen jeweils in einem anderen Spektralbereich (vgl. 3.1.3), wodurch sich die große Abweichung zwischen den Ergebnissen erklären lässt.

Im Basisfall erstreckt sich die Ablöseblase bis $x/c_{ax} = 0,67$ (vgl. Abbildung 4.21). Die exakte Bestimmung des Wiederanlegepunktes ist ohne Kenntnis des Druckverlaufs schwierig. Da der Druckverlauf für die Filmkühlschaufel nicht vorliegt, wird für den Vergleich der Ablösung bei den unterschiedlichen Schaufeltypen das Maximum der relativen Temperatur in den Infrarotdaten stromab des Wiederanlegepunktes verwendet.

Die vertikalen Linien in Abbildung 4.50 bei $x/c_{ax} = 0,67$ und $x/c_{ax} = 0,71$ kennzeichnen das Maximum der relativen Temperatur stromab des Wiederanlegepunktes für die Filmkühlströmung bei $c_m = 1,6\%$ und der Basisströmung. Das Maximum von $c_m = 0\%$ liegt im Vergleich zu $c_m = 1,6\%$ stromab, das Maximum von $c_m = 1,96\%$ stromauf. Es zeigt sich, dass sich mit steigendem c_m der Wiederanlegepunkt (lokales Maximum) stromauf verschiebt. Die Grenzschicht der Schaufel mit Filmkühlung ist bei $x/c_{ax} \approx 0,67$ für alle c_m bereits vollständig angelegt (Stromab des Temperaturpeaks). Durch das Einbringen der Filmkühlung wird die Ablösung stromauf verschoben.

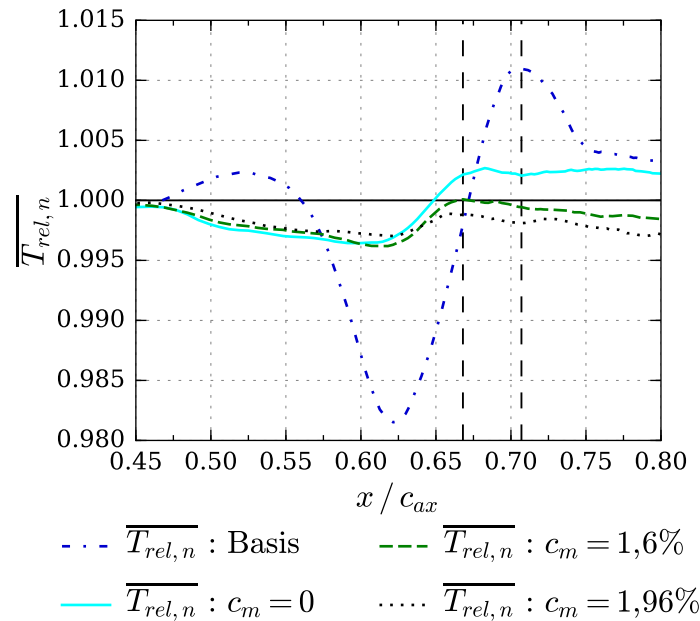


Abbildung 4.50.: Vergleich der Infrarotmessung von Basis- und Filmkühlschaufel

4.2.6. Zwischenfazit Filmkühlschaufel

Die Filmkühlschaufel wird bei einer Abström-Machzahl von $Ma_2 = 0,9$ untersucht. Diese Machzahl kommt dem Betrieb bei Reisefluggeschwindigkeit am nächsten. Es werden Messungen ohne Ausblasung, wobei die Bohrungen nicht abgedichtet werden und bei unterschiedlichen Ausblasraten mit Totaldruckverhältnissen von $p_{FK}^* = 1,05$ und $1,1$ durchgeführt.

Die Stoßstruktur ist vergleichbar zur Basisschaufel. Durch einen einfallenden Stoß wird eine Ablöseblase an der Saugseite der Schaufel hervorgerufen. Am Ablösepunkt bildet sich ein Kompressionsstoß und im Wiederanlegebereich ein Wiederanlegestoß. Die Grenzschicht ist stromab dieser SGI turbulent. Durch die Ausblasung wird der Transitionsprozess, der entlang der Ablösung stattfindet, stromauf verschoben. Der Wiederanlegepunkt der Ablöseblase verschiebt sich um 4 % der axialen Sehnenlänge stromauf im Vergleich zum Basisfall. Mit zunehmender Ausblasrate verkürzt sich die Ablöseblase zusätzlich. Dies wird zeitlich gemittelt betrachtet, da der Wiederanlegepunkt oszilliert. Für die gesamte SGI zeigt eine Auswertung von Heißfilm- und PSP-Daten im Frequenzbereich, dass sich ein Peak bei einer Frequenz von $f = 648$ Hz abhebt. Die Frequenz ändert sich durch die verschiedenen Ausblasraten nicht und hat die gleiche Größe bei stromauf laufenden normalen Stößen, die sich bis zur SGI bewegen.

Durch Nachlaufmessungen wird der Verlustkoeffizient bestimmt und mit steigender Ausblasstärke nimmt dieser zu. Da sich die Ablöseblase bei stärkerer Ausblasung verkleinert, ist die Verlustreduktion durch die Verkleinerung der Ablöseblase daher vernachlässigbar. Stromauf der Ablöseblase ist die Grenzschicht bei höherer Ausblasung teilweise turbulent. Der Anstieg des Verlustkoeffizienten wird maßgeblich aus den höheren Reibungslasten innerhalb

der turbulenten Grenzschicht verursacht.

4.3. Wirbelgeneratorschaufel

4.3.1. Übersicht

Im dritten Teil des Ergebniskapitels werden die Resultate der Wirbelgeneratoruntersuchung bei einer Abström-Machzahl von $Ma_2 = 0,9$ besprochen. Zur Auswertung der Wirbelgenerator-Strömung kommen Schlierentechnik, Nachlauftraversen mit zusätzlich spannweiti-ger Tra-versierung, Infrarottechnik, Heißfilm-Sensoren und PSP (drucksensitive Farbe) zum Einsatz. Die Wirbelgeneratoren werden mit unterschiedlichen Ausblasstärken ($p_{WG}^* = 0, 0,52, 0,7, 0,87$ und 1, vgl. Gleichung 3.23) untersucht. Außerdem wird die Wirbelgenerator-Strömung bei $p_{WG}^* = 0,7$ mit den Frequenzen $f = 5$ Hz, 40 Hz und 100 Hz und unterschiedlichen Pulsbreiten ($\Delta = 0,25$ und 0,5) gepulst. Der Referenzfall zur Untersuchung der Wirbelgeneratoren ist die Filmkühlströmung bei $c_m = 1,6$ % und $p_{FK}^* = 1,05$, da dieses Totaldruckverhältnis auch in Triebwerken verwendet wird [34].

4.3.2. Stoßstruktur

Abbildung 4.51 zeigt die Schlierenbilder der Wirbelgenerator-Messung bei kontinuierlicher Ausblasung. Um diese Ergebnisse mit der Referenz zu vergleichen, wird das Referenzbild der Filmkühl-Konfiguration aus Abbildung 4.25(b) jeweils ergänzend dargestellt. Die Schlierenkante aller Bilder ist quer zur Schaufelsehne gestellt. Die Schlierenbilder können für eine qualitative Beschreibung der Stoßstruktur verwendet werden.

Stoßstruktur bei kontinuierlicher Ausblasung: Die Anwendung der Wirbelgeneratoren ohne aktive Ausblasströmung in Abbildung 4.51(b) zeigt bei ① zwei schwache schräge Stöße. Diese werden durch den Rand der Wirbelgeneratorbohrung hervorgerufen. Auch bei kontinuierlicher Ausblasung tritt ein Stoß über dem Austritt des Wirbelgenerators auf (siehe ⑤, ⑥, ⑦). In Abbildung 4.51(b) ist bei ② ein Ablösestoß zu sehen. Stromab folgt ein einfallender Stoß der benachbarten Schaufelhinterkante. Dieser wird an der Schaufeloberfläche bei ③ als Expansionsfächer reflektiert, was ein Indikator für eine Ablöseblase ist. Weitere gerade Stöße sind bei ④ zu erkennen. Diese grundsätzliche Stoßstruktur zeigt sich bei allen Schlierenaufnahmen in Abbildung 4.51. Im Referenzfall in Abbildung 4.51(a) fehlen lediglich die durch die Bohrungen hervorgerufenen Stöße.

Neben den Schlierenbildern können Oberflächendrucke aus PSP-Messdaten [62] analysiert werden. Zur Übersicht zeigt Abbildung 4.52 die isentrope Machzahl entlang der Schaufeloberfläche über mehrere Wirbelgeneratorbohrungen. Die isentrope Machzahl ist aus den PSP-Daten berechnet worden. Die Wirbelgeneratorbohrungen befinden sich bei $x/c_{ax} = 0,544$ (gestrichelte vertikale Linie). Horizontale Linien zeigen den Mittenschnitt um $y/h = 0,5$ und eine Wirbelgeneratorbohrung bei $y/h = 0,55$ an.

Um die Stöße in den Schlierenbildern bei den Wirbelgeneratorbohrungen ①, ⑤, ⑥ und

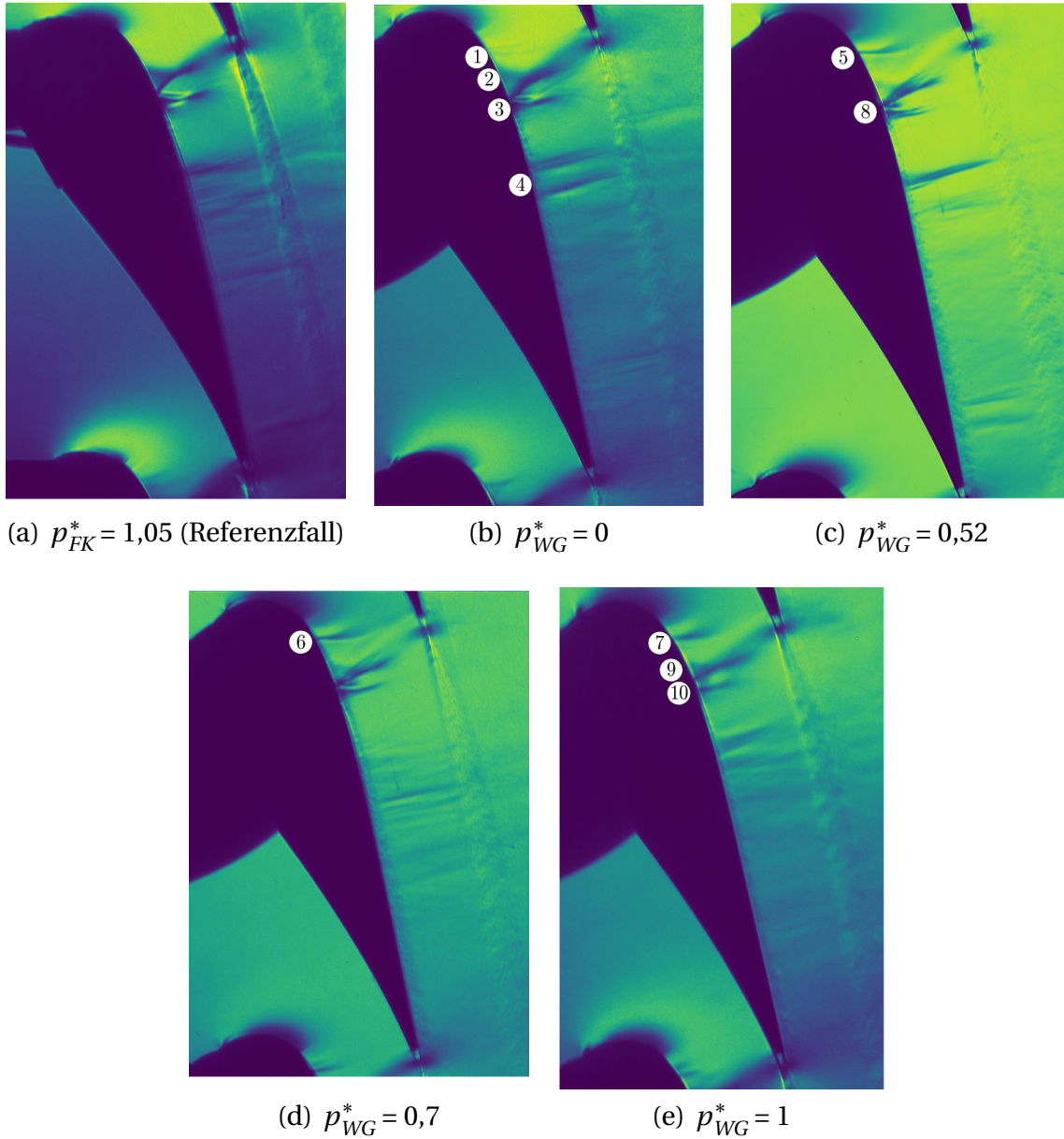


Abbildung 4.51.: Schlierenmessung bei kontinuierlicher Ausblasung

⑦ quantitativ zu analysieren, werden die zeitlich gemittelten Druckverläufe aus den PSP-Messdaten in Abbildung 4.53 nebeneinander dargestellt. Der Druck ist mit dem jeweiligen Druck p_{ref} an Position $x/c_{ax} = 0,5$ normiert. Die PSP-Daten sind mit einer zeitlichen Auflösung von $f = 9600$ Hz aufgenommen worden. In der Abbildung sind die Daten über den gesamten Messzeitraum gemittelt. Der Einfluss der Wirbelgeneratorsausblasung auf den Druckverlauf stromab der Bohrung unterscheidet sich erwartungsgemäß deutlich vom Druckverlauf am Mittenschnitt.

In Abbildung 4.55 werden der Druck p_1 vor dem Stoß bei $x/c_{ax} = 0,527$ und p_2 nach dem Stoß bei $x/c_{ax} = 0,546$ ins Verhältnis gesetzt, um die Stoßstärke zu beurteilen. In dieser Abbildung befinden sich außerdem die Druckverhältnisse über die Stoß-Grenzschicht-Interaktion.

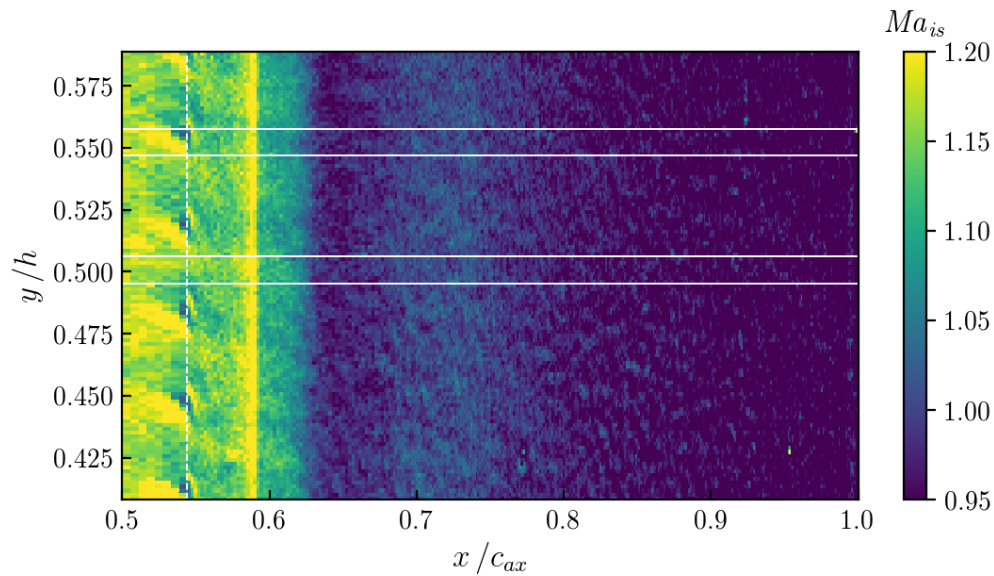


Abbildung 4.52.: Instantane Machzahlverteilung über der Schaufeloberfläche bei $p_{WG}^* = 0$

Die Druckverhältnisse an der Bohrung sind die Ergebnisse nahe $p_2/p_1 \approx 1$ und es zeigt sich, dass der Stoß bei kontinuierlicher Ausblasung etwas schwächer ist als bei inaktivem Wirbelgenerator ($p_{WG}^* = 0$). Bei aktivem Wirbelgenerator unterscheiden sich die Druckverhältnisse nur unwesentlich voneinander. Bei inaktivem Wirbelgenerator sind in den Schlierenbildern zwei Stöße zu erkennen, mit Ausblasung lediglich ein Stoß. Die beiden Stöße bei $p_{WG}^* = 0$ führen somit zu einem stärkeren Druckanstieg als der einzelne Stoß bei aktiver Ausblasung.

In Abbildung 4.53 ist zu sehen, dass es am Bohrungsschnitt stromab des Stoßes zu einer erneuten Beschleunigung/Druckabfall kommt. Der Druckabfall ist desto stärker je größer p_{WG}^* ist. Dieses Verhalten trifft auch auf den Mittenschnitt zu. Da bei höherem Ausström-

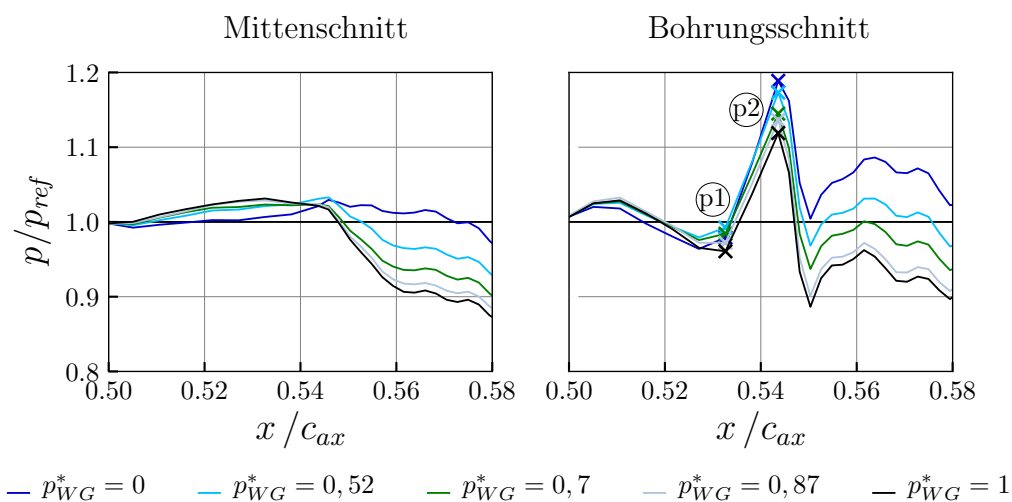


Abbildung 4.53.: Druckverlauf in Höhe der Wirbelgeneratorbohrung an Mitten- und Bohrungsschnitt

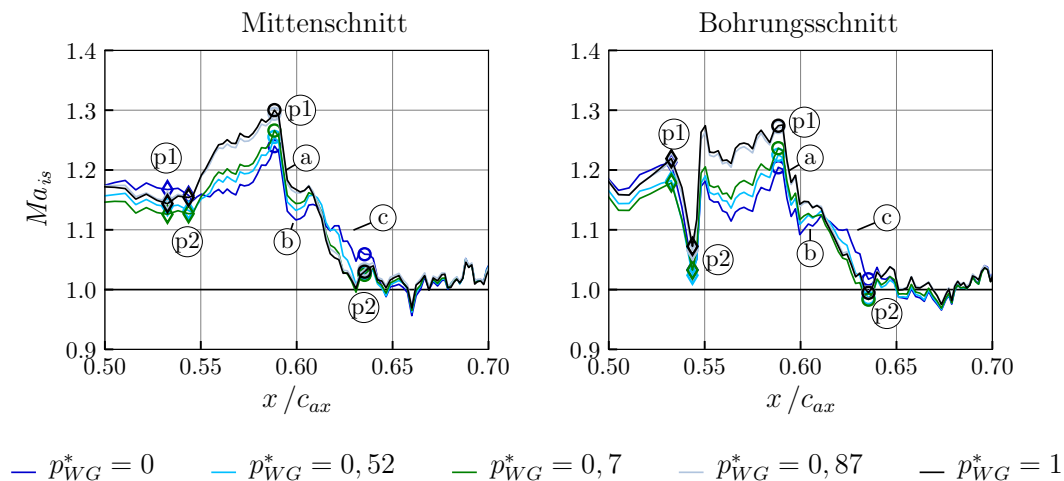


Abbildung 4.54.: Machzahlverteilung entlang des Mitten- und Bohrungsschnitts

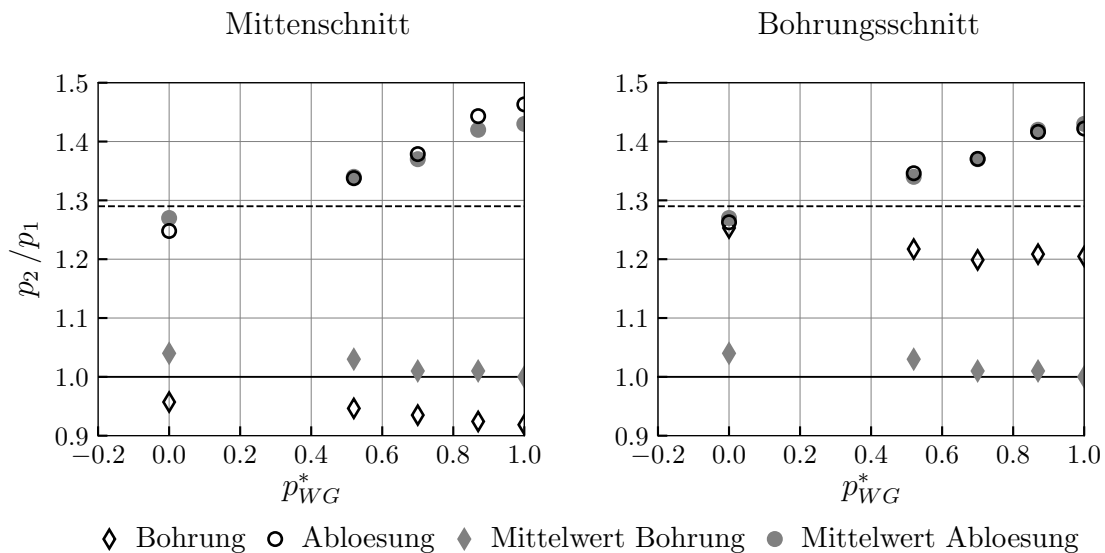


Abbildung 4.55.: Druckverhältnis entlang des Mitten- und Bohrungsschnitts

druck p_{WG}^* mehr Masse in den Kanalquerschnitt eintritt, muss sich die Geschwindigkeit im Kanalquerschnitt erhöhen, damit der in die Kaskade einströmende Massenstrom für alle Fälle konstant ist. Aus diesem Grund sinkt p/p_{ref} mit steigendem p_{WG}^* .

Die isentrope Machzahlverteilung an der Schaufeloberfläche wird in Abbildung 4.54 entlang des Mitten- und Bohrungsschnitts gezeigt. Die Bohrung befindet sich bei $x/c_{ax} = 0,544$. Am Bohrungsschnitt ist an dieser Position ein Stoß zu erkennen, am Mittenschnitt nicht. Stromab der Bohrung findet Stoß-Grenzschicht-Interaktion statt: Der einfallende Stoß führt bei $x/c_{ax} = 0,59$ zur Ablösung der Grenzschicht, welche bei $x/c_{ax} = 0,63$ wieder anlegt.

In Abbildung 4.51(b) ist der Ablösestoß bei ② deutlich zu erkennen. Der reflektierte einfallende Stoß und der Wiederanlegestoß sind bei ③ zu erkennen. Der einfallende Stoß und

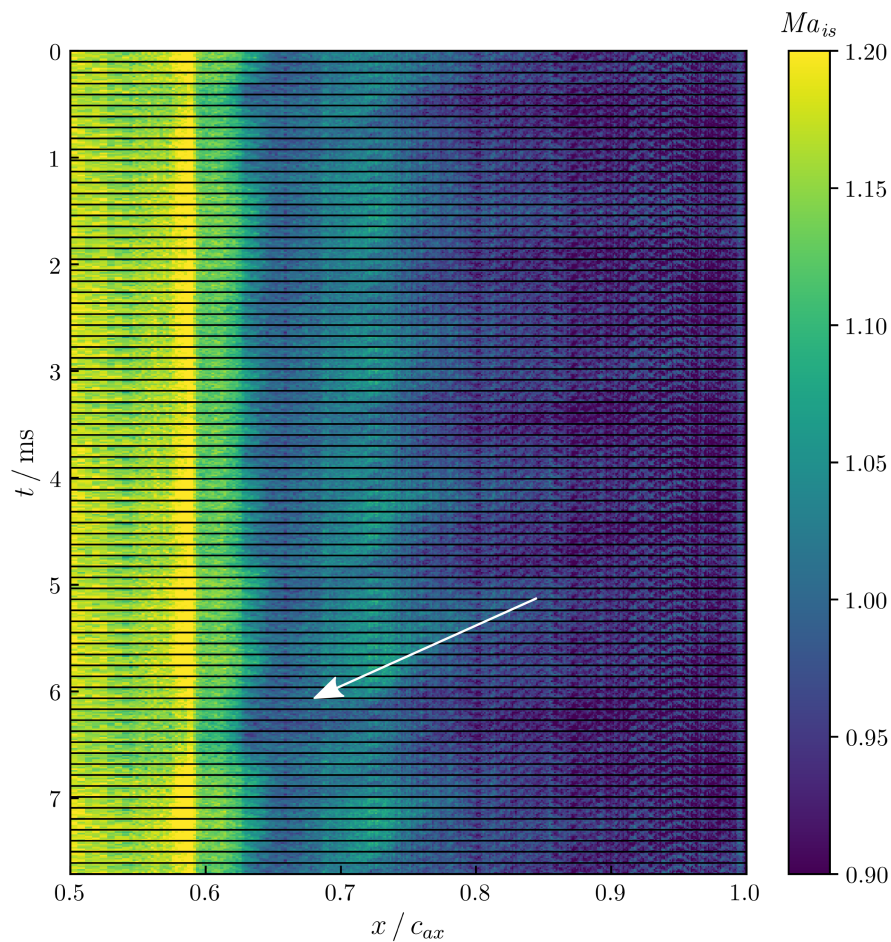


Abbildung 4.56.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $p_{WG}^* = 0$

dessen Reflektion sind stärker verschmiert als im Referenzfall und teilweise doppelt abgebildet. In Abbildung 4.54 sind die Unterschiede in der Machzahlverteilung direkt stromauf der Stoß–Grenzschicht–Interaktion durch den einfallenden Stoß¹⁵ zwischen beiden Schnitten zu erkennen. Die Machzahl ist am Mittenschnitt in allen Fällen etwas höher. Durch die unterschiedlichen Vorstoßmachzahlen, ergeben sich lokal leicht verschiedene Winkel des einfallenden Stoßes [3]. Dies wird im Schlierenbild als Verschmierung oder doppelter Stoß abgebildet.

Die Machzahl in Abbildung 4.54 ist zwischen den Wirbelgeneratoren und der Ablösung umso höher, je höher p_{WG}^* ist. Aus den Untersuchungen zur Basis–Schaufel (vgl. Abbildung 4.9) ist bekannt, dass die Machzahl $Ma^* = 1$ bei $x/c_{ax} \approx 0,42$ überschritten wird. Die Strömung sperrt ab $Ma^* = 1$, wodurch der Massenfluss nicht weiter gesteigert werden kann [18]. Der Turbine wird durch den Wirbelgenerator stromab des Sperrens weiterer Massenstrom ($\dot{m} = \rho \cdot u \cdot A$) hinzugefügt. Da der Querschnitt A konstant bleibt, wirkt der zugeführte Massenstrom

¹⁵Im Weiteren mit “SGI” bezeichnet

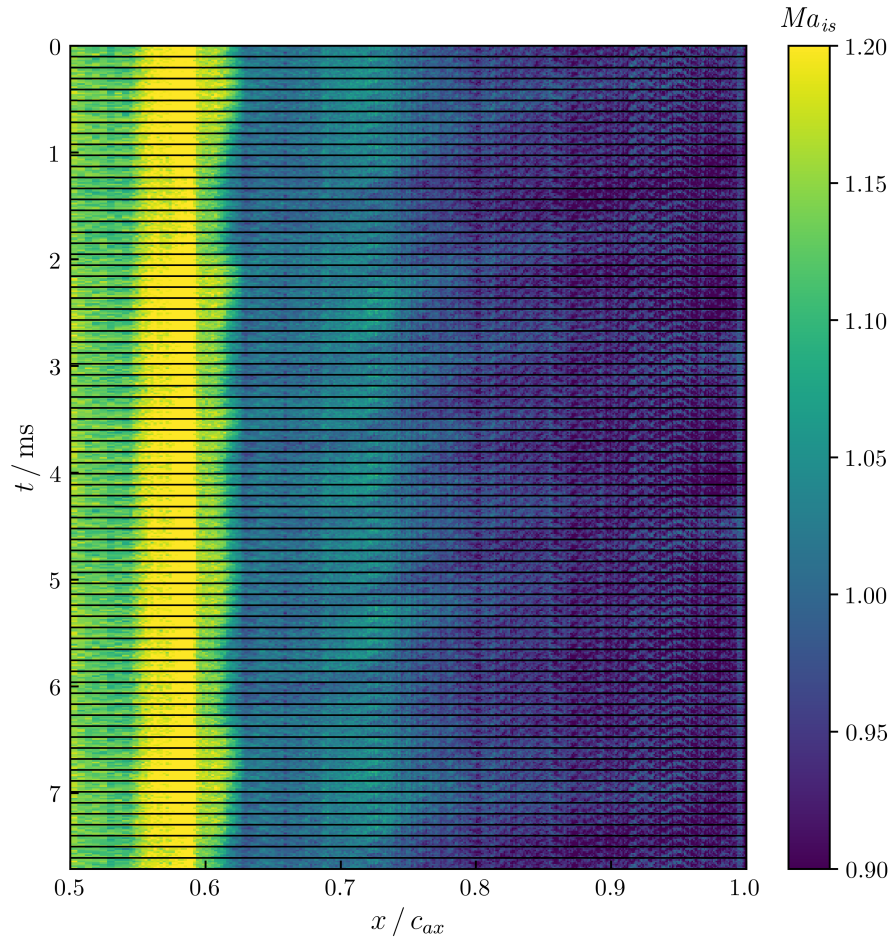


Abbildung 4.57.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $p_{WG}^* = 0,7$

auf die veränderlichen Größen Dichte ρ und Geschwindigkeit u .

Bei $p_{WG}^* = 0,87$ und 1 ist die Machzahl stromab der Wirbelgeneratoren am höchsten, die Unterschiede in der Machzahlverteilung im Bereich der SGI sind für diese beiden Fälle jedoch gering. Innerhalb der Wirbelgeneratorbohrung wird bei $p_{WG}^* = 0,87$ und 1 die Machzahl $Ma^* = 1$ überschritten (vgl. Gleichung 2.5), die Strömung in der Wirbelgeneratorbohrung sperrt und kann nicht weiter gesteigert werden.

Bei ① befindet sich an beiden Schnitten der Ablösestoß, das Ablöseplateau liegt bei ② und der Wiederanlegestoß bei ③. Stromab der SGI sind die Machzahlverteilungen aller Fälle nahezu gleich. In der Abbildung zeigt sich, dass die Stoßstärken im Bereich der SGI mit dem Druckverhältnis p_{WG}^* zunehmen. Für $p_{WG}^* = 0$ ist das Ablöseplateau am längsten. Mit steigendem Ausblasdruck p_{WG}^* verkürzt sich die Ablöseblase. Es ist festzustellen, dass sich eine Wirbelgeneratorströmung mit zu hohem Massenstrom bei der Beeinflussung der Stoß-Grenzschicht-Interaktion nachteilig auswirkt, da hohe Massenströme zu einer Erhöhung der Vorstoß-Machzahl im Bereich der SGI führen und die Stöße im Bereich der SGI verstärkt werden. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.55 das Druckverhältnis p_2/p_1 stromauf und stromab der Bohrung und über die SGI dargestellt. Die Positionen an denen die Drücke p_1 und p_2 entnommen werden, sind in Abbildung 4.54 gekennzeichnet. In Abbildung 4.55

wird neben dem Wert am Bohrungs- und Mittenschnitt durch die gefüllten Marker der spannungsgemittelte Wert abgebildet. Im Bohrungsschnitt sind die Unterschiede groß, da hier lokal ein Stoß entsteht, der zwischen den Bohrungen nicht auftritt. Die Abweichungen vom Mittelwert sind im Bereich der SGI gering. Dies trifft vor allem auf den Bohrungsschnitt zu. In beiden Schnitten erhöht sich das Druckverhältnis an der SGI mit steigendem p_{WG}^* . Das Druckverhältnis des Referenzfalls der Filmkühlschaufel liegt bei $p_2/p_1 \approx 1,29$ und ist durch eine gestrichelte Linie eingezeichnet. Bei $p_{WG}^* = 0$ wird es mit $p_2/p_1 \approx 1,27$ an Mittenschnitt und Bohrungsschnitt unterschritten. Sobald der Wirbelgenerator aktiv ist, entsteht ein im Vergleich zum Referenzfall stärkerer Stoß im Bereich der SGI.

In Abbildung 4.51(b) ist zu erkennen, dass stromab der Ablösung und an der Hinterkante normale Stöße ④ auftreten. Diese laufen im Basisfall stromauf bis zum Ende der Ablöseblase [63]. Anhand der PSP-Messdaten kann diese Stoßbewegung ebenfalls identifiziert werden. In Abbildung 4.56 ist die zeitliche Entwicklung der isentropen Machzahl Ma_{is} am Mittenschnitt bei $p_{WG}^* = 0$ abgebildet¹⁶. Es ist ein Zeitraum von $t \approx 7,5$ ms mit der Messauflösung von $t \approx 0,1$ ms dargestellt. Der Pfeil hebt einen stromauf laufenden Stoß hervor. Außerdem ist das Schwanken des Wiederanlegepunktes um $x/c_{ax} \approx 0,62$ zu erkennen. Demnach ist die Stoß-Grenzschicht-Interaktion ohne Wirbelgeneratorausblasung bereits instationär. Mit Ausblasung bleibt die Instationarität der Grenzschichtströmung erhalten, wie in Abbildung 4.57 bei $p_{WG}^* = 0,7$ zu sehen ist. Auch wird das stromauf Laufen von Stößen nicht unterdrückt.

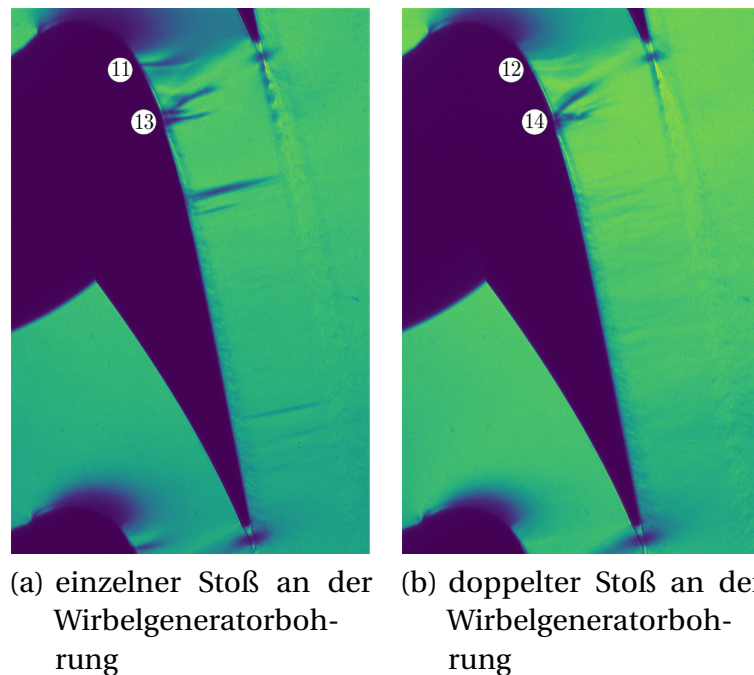


Abbildung 4.58.: Schlierenmessung bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$

¹⁶Es wird pro Zeitschritt ein Ausschnitt von $y/h = 0,01$ dargestellt.

Stoßstruktur bei gepulster Ausblasung $f = 5 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$: Die Schlierenbilder bei gepulster Ausblasung mit $f = 5 \text{ Hz}$ und $\Delta = 0,25$ sind in Abbildung 4.58 dargestellt. Es sind zwei Aufnahmen zu unterschiedlichen Zeitpunkten abgebildet. Die Schlierenbilder geben einen qualitativen Eindruck des Strömungsfeldes während einer Pulsperiode. Da die Ventile und die Kamera nicht getaktet sind, ist es jedoch nicht möglich eine Zuordnung zu einer Ventilstellung zu machen. In der Bilderserie heben sich Stoßstrukturen an der Wirbelgeneratorbohrung bei (11) und (12) ab. In Abbildung 4.58(a) zeigt sich ein Stoß über der Wirbelgeneratorbohrung und in Abbildung 4.58(b) zeigen sich zwei Stöße. Bei der Untersuchung der kontinuierlichen Wirbelgeneratoren (Abbildung 4.51) zeigen sich ohne aktiven Wirbelgenerator zwei Stöße über dem Bohrloch und mit aktivem Wirbelgenerator ist nur noch ein Stoß über dem Wirbelgenerator. Es ist daher anzunehmen, dass in Abbildung 4.58(a) Masse aus dem Wirbelgenerator austritt und in Abbildung 4.58(b) nicht.

Die Ausprägungen der Stoß–Grenzschicht–Interaktion durch den einfallenden Stoß bei (13) und (14) sind unterschiedlich. In beiden Fällen ist der Ablösestoß kaum erkennbar. Auch die Reflektion des einfallenden Stoßes ist nur wenig in Richtung der Hinterkante geneigt. Beides sind Indikatoren für eine kleinere Ablöseblase. Die quantitative Auswertung erfolgt im Weiteren über die PSP–Messdaten, da eine genaue zeitliche Zuordnung der Schlierenbilder zwischen den Ventilstellungen nicht vorgenommen werden kann.

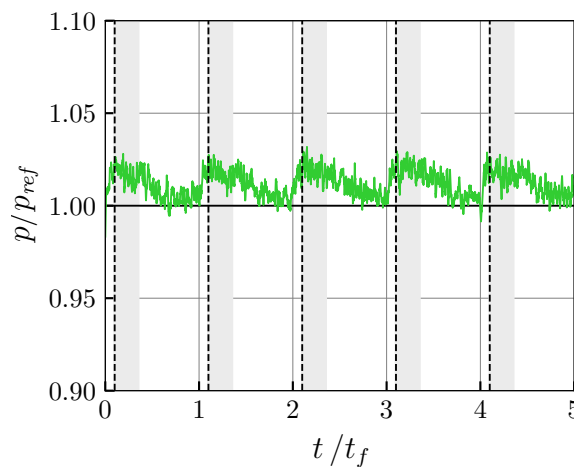


Abbildung 4.59.: Zeitabhängige Druckverteilung bei $f = 5 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$

In Abbildung 4.59 wird der Druck am Bohrungsschnitt auf Höhe der Bohrung ($x/c_{ax} = 0,54$) über die Dauer von fünf Pulsperioden t/t_f dargestellt. Dieser Druck wird mit dem Druck p_{ref} zum Zeitpunkt $t/t_f = 0$ normiert. Beim Messbeginn gibt ein Signalgeber den Impuls gleichzeitig die Messung zu starten und das Ventil zu öffnen. Es ergibt sich hierbei eine Zeitverzögerung durch die Elektronik, die sich zwischen Signalgeber und dem Ventil befindet. Eine weitere Zeitverzögerung entsteht durch das Schalten des mechanischen Ventils und durch das notwendige Einströmen der Luft vom Ventil durch den Zuführschlauch in die

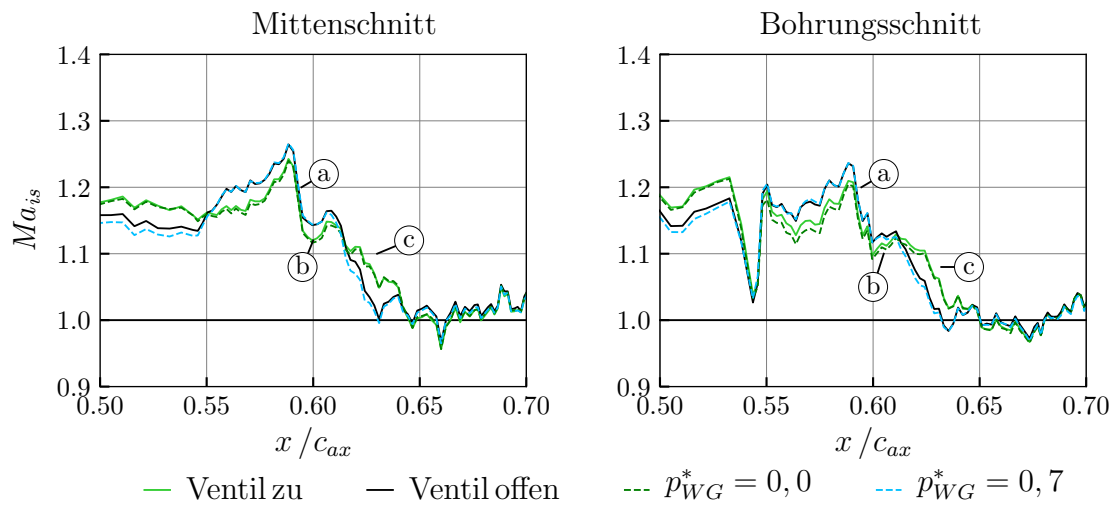


Abbildung 4.60.: Machzahlverteilung entlang des Mitten- und Bohrungsschnitts bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$

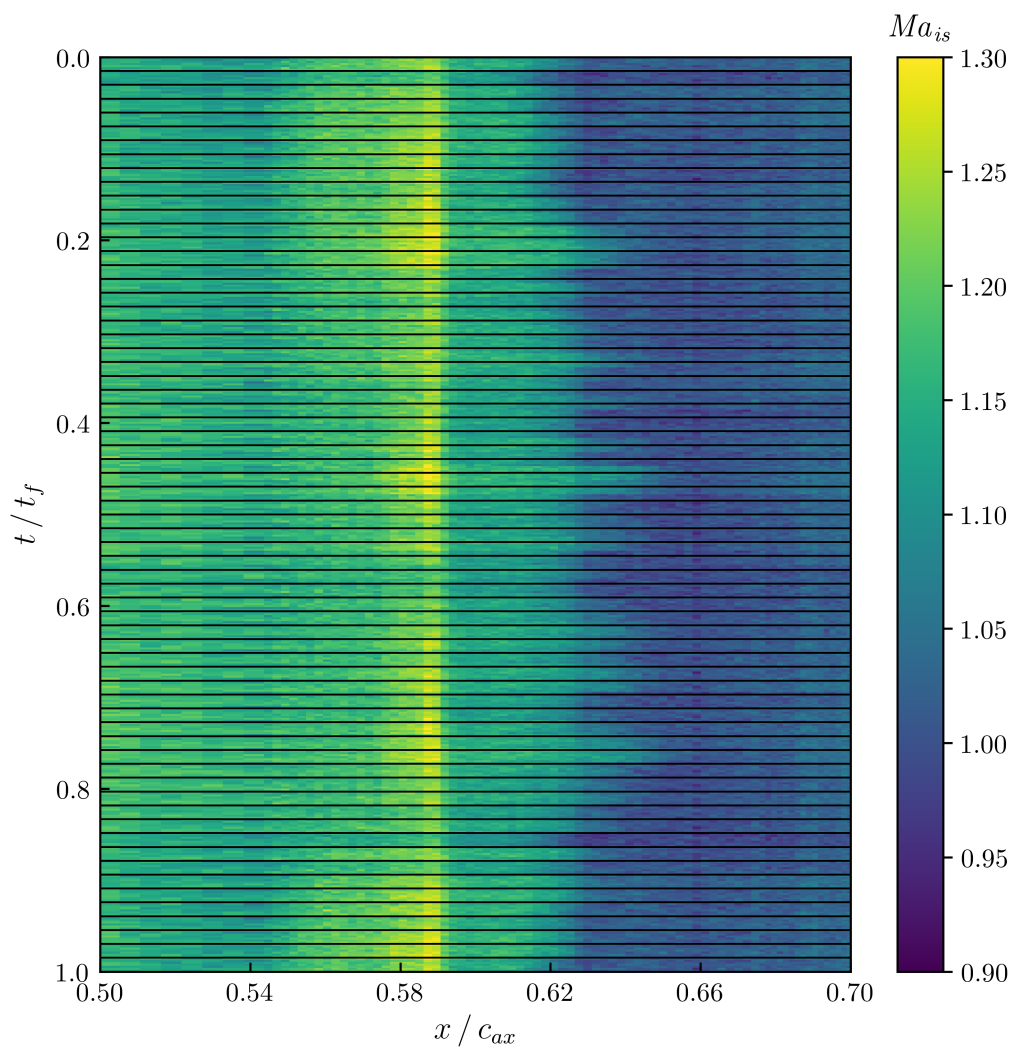


Abbildung 4.61.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$

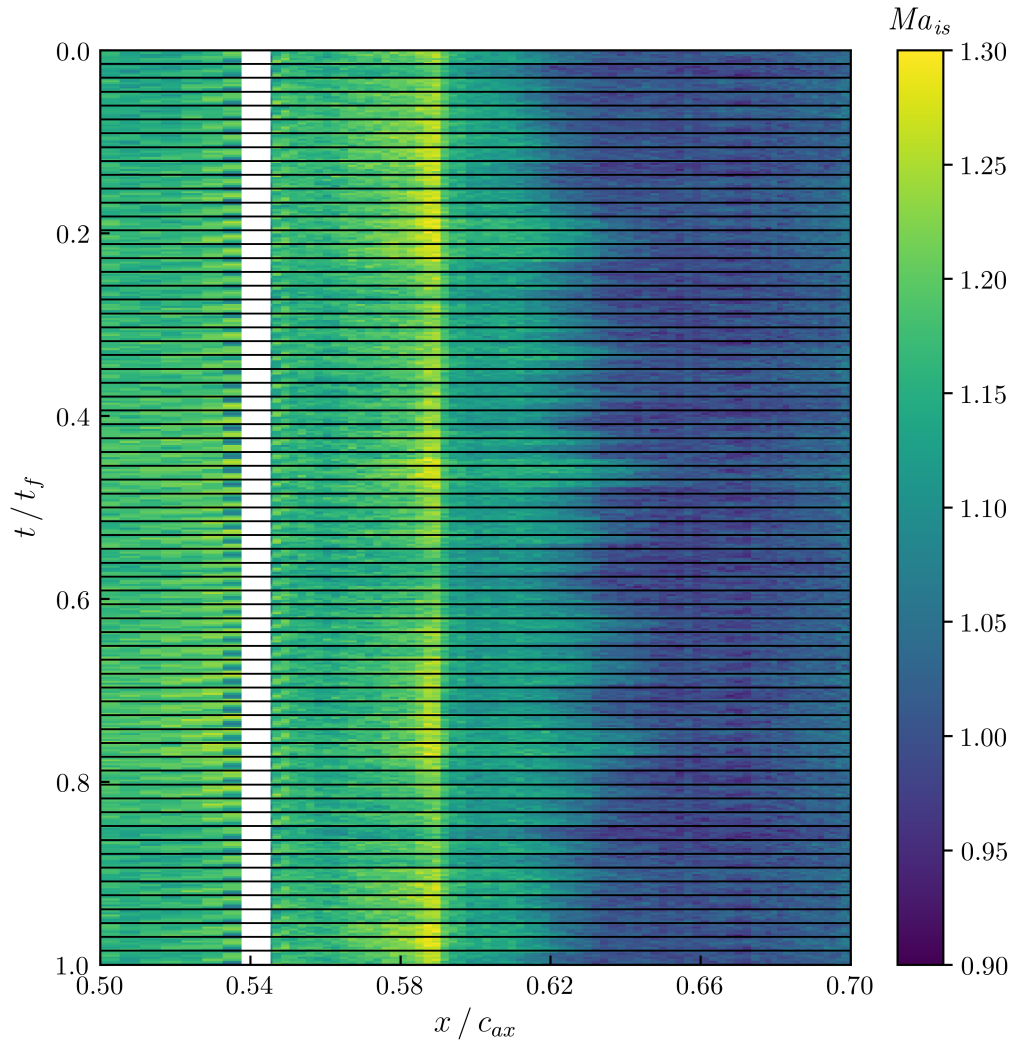


Abbildung 4.62.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Bohrungsschnitt bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$

Kavität und von dort in die Bohrung.

Anhand von Abbildung 4.59 kann der Zeitversatz zwischen der Datenaufzeichnung und des Ausströmens der Luft aus der Bohrung bestimmt werden. Die Druckerhöhung benötigt etwa $t/t_f \approx 0,1$, was 20 ms entspricht, wobei die Druckerhöhung am Mittenschnitt stärker als am Bohrungsschnitt ist. Das Erreichen der vollen Pulsstärke ist durch eine schwarze gestrichelte Linie im Bild gekennzeichnet. Die Dauer der Ventilöffnung wird durch einen grauen Balken markiert. Ab einer Frequenz von $f \geq 50$ Hz ist die für den Druckaufbau nötige Zeit länger als die Pulsperiode. Ein gezieltes Pulsen ist ab dieser Frequenz nicht mehr möglich.

In Abbildung 4.60 wird die Machzahlverteilung bei gepulstem Wirbelgenerator ($f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$) bei geöffnetem Ventil (gemittelt zwischen $t/t_f = 0,15$ und $0,25$) und geschlossenem Pulsventil (gemittelt zwischen $t/t_f = 0,85$ und $0,95$) gezeigt. Außerdem sind als Referenzfall die gemittelten Machzahlverteilungen ohne Ausblasung ($p_{WG}^* = 0$) und bei kontinuierlicher Ausblasung mit $p_{WG}^* = 0,7$ dargestellt. Die durch den einfallenden Stoß verursachte Stoß–Grenzschicht–Interaktion soll anhand von Abbildung 4.60 diskutiert werden. Der Ablösestoß ist durch @ gekennzeichnet. Der Ablösepunkt zeigt sich bei allen Fällen an derselben Stelle.

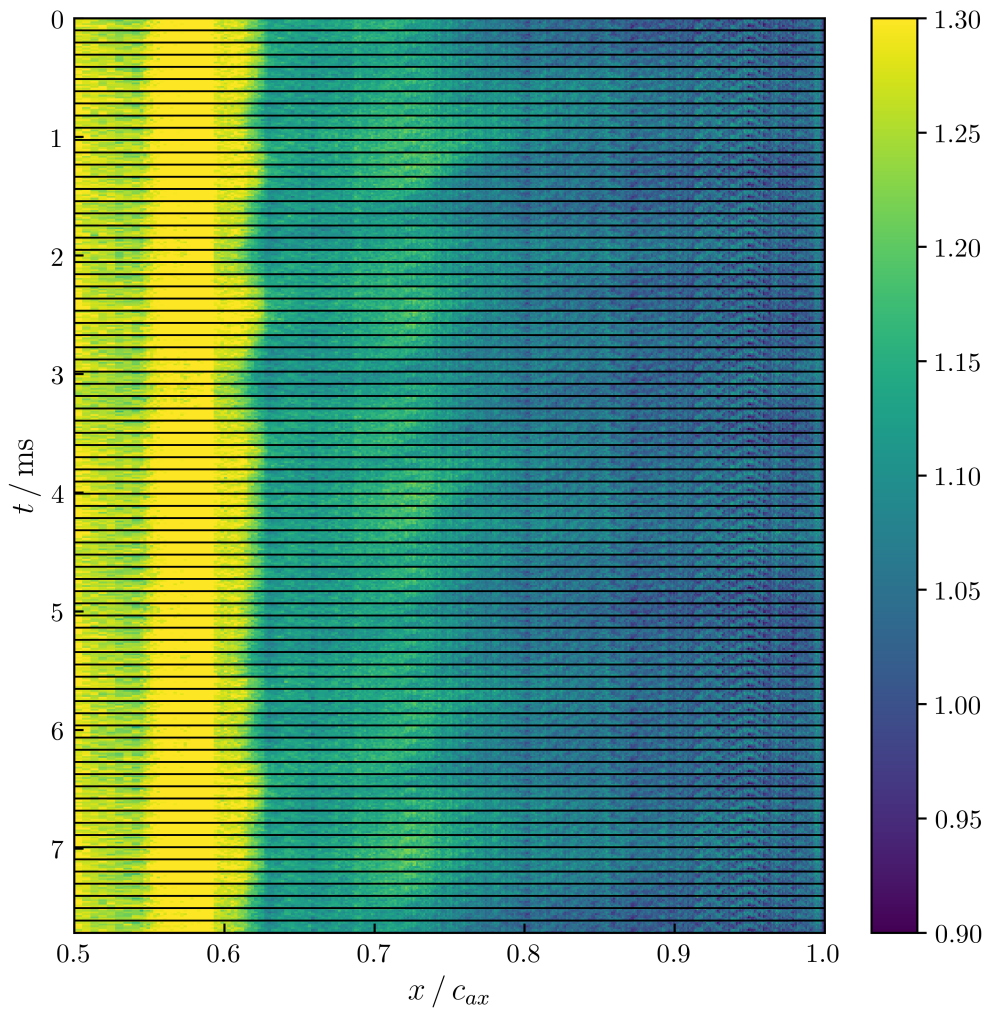


Abbildung 4.63.: Zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt bei $f = 5 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$

Das Ablöseplateau befindet sich bei ⑥ und der Wiederanlegestoß bei ⑦.

Am Bohrungsschnitt ist die Machzahlverteilung bei aktivem Wirbelgenerator (Ventil offen) nahezu übereinstimmend mit dem Fall kontinuierlicher Ausblasung mit $p_{WG}^* = 0,7$. Gleiches trifft auf die Machzahlverteilung bei $p_{WG}^* = 0$ und nicht aktivem Wirbelgenerator (Ventil zu) zu. Hierbei ist das Ablöseplateau ⑥ länger als bei aktivem Wirbelgenerator. Demnach verkürzt sich die Ablöseblase durch den aktiven Wirbelgenerator. Am Mittenschnitt zeigt sich ein vergleichbarer Verlauf der Machzahlverteilung mit dem einzigen Unterschied, dass bei geschlossenem Ventil der Wiederanlegestoß ⑦ etwas stromauf beginnt, sich der Druckanstieg aber über einen größeren Bereich erstreckt. Stromab des Wiederanlegepunktes ist die Strömung vollständig wiederangelegt (ab $x/c_{ax} \approx 0,65$) und der Einfluss des Pulsens ist in der Machzahlverteilung nicht mehr zu erkennen.

In Abbildung 4.61 wird die zeitabhängige Machzahlverteilung am Mittenschnitt und in Abbildung 4.62 für den Bohrungsschnitt über die Dauer einer Pulsperiode gezeigt¹⁷. Der Be-

¹⁷Es wird pro Zeitschritt ein Ausschnitt von $y/h = 0,01$ dargestellt.

reich der Bohrung ist in der Abbildung durch einen weißen Balken markiert. Es zeigt sich ein stark instationärer Strömungszustand, wobei sich die Instationaritäten des Strömungsfeldes und die Instationarität durch das Pulsen überlagern. Stromauf laufende Stöße, wie in Abbildung 4.56, können in Abbildung 4.61 und 4.62 nicht gefunden werden, da die Abbildungen einen Zeitraum von $t = 200$ ms zeigen. In Abbildung 4.56 ist ein deutlich kürzerer Zeitraum von $t = 7,5$ ms dargestellt, der auf die Frequenz der stromauf laufenden Stöße angepasst ist.

In Abbildung 4.63 ist die zeitabhängige Machzahlverteilung über den kürzeren Zeitraum von $t = 7,5$ ms abgebildet. Die stromauf laufenden Stöße sind wie in Abbildung 4.56 und 4.57 zu erkennen. Durch das Pulsen werden das Auftreten und die Bewegung dieser Stöße demnach nicht reduziert. Dies gilt für alle weiteren gepulsten Strömungszustände.

Stoßstruktur bei gepulster Ausblasung $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$: Die Abbildungen 4.64(a) und 4.64(b) zeigen die Schlierenbilder bei einer Frequenz von $f = 5$ Hz und einer höheren Pulsbreite von $\Delta = 0,5$. In den Bildern zeigen sich wie bei der niedrigeren Pulsbreite Stoßstrukturen an der Wirbelgeneratorbohrung bei (15) und (17). In Abbildung 4.64(a) sind der Stoß bei der Wirbelgeneratorbohrung (15) und der einfallende Stoß bei (16) vergleichbar mit dem Fall der kleineren Pulsbreite $\Delta = 0,25$.

In Abbildung 4.65 ist die aus den gemittelten PSP-Daten berechnete Machzahlverteilung dargestellt. Es zeigt sich ein Strömungszustand, der mit dem Zustand bei einer Pulsbreite von $\Delta = 0,25$ in Abbildung 4.60 nahezu identisch ist.

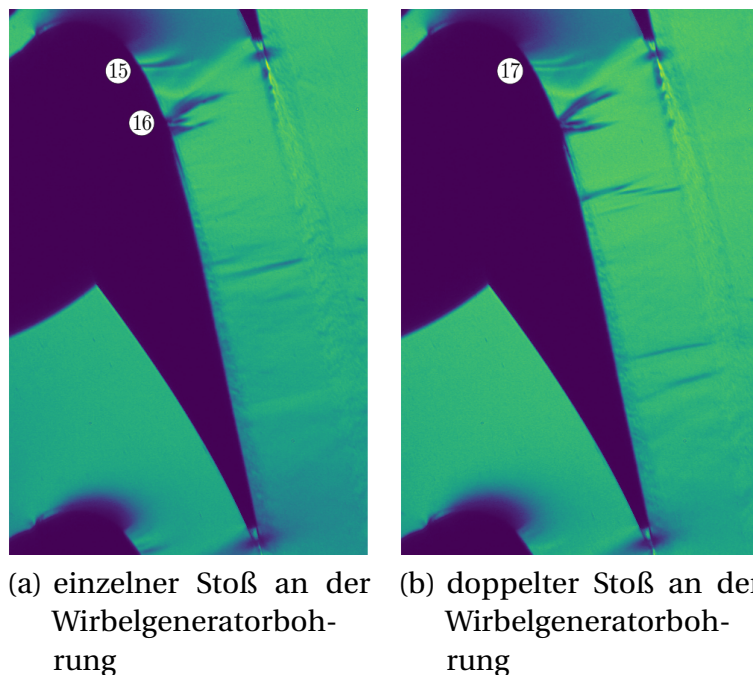


Abbildung 4.64.: Schlierenmessung bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$

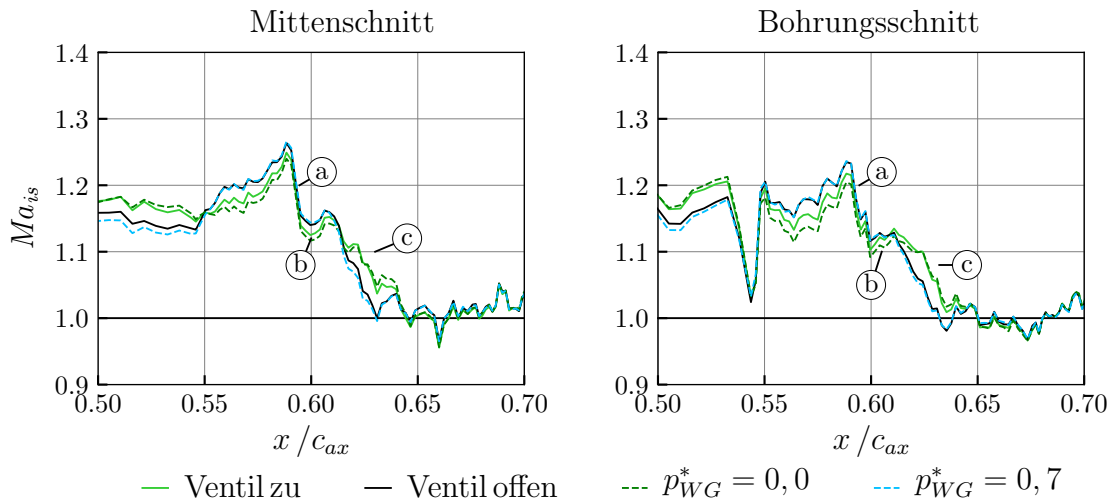


Abbildung 4.65.: Machzahlverteilung entlang des Mitten- und Bohrungsschnitts bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$



Abbildung 4.66.: Schlierenmessung bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$

Stoßstruktur bei gepulster Ausblasung $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$: Die einzelnen Aufnahmen bei $f = 100$ Hz zeigen keine signifikanten Variationen, weswegen nur ein Bild dargestellt wird. In Abbildung 4.66 ist eine Pulsfrequenz von $f = 100$ Hz bei einer Pulsbreite von $\Delta = 0,25$ dargestellt. Die Machzahlverteilung dazu wird in Abbildung 4.67 gezeigt. Da die Dauer zwischen dem Messsignal und dem messbarem Druckaufbau an der Schaufeloberfläche die Dauer einer Pulsperiode bei einer Pulsfrequenz von $f = 100$ Hz übersteigt, wird die über die gesamte Messdauer gemittelte Machzahlverteilung abgebildet. Daneben werden die zeitlich gemittelten Machzahlverteilungen ohne Ausblasung ($p_{WG}^* = 0$) und bei kontinuierlicher Wirbelgeneratorausblasung ($p_{WG}^* = 0,7$) dargestellt.

Die lokale Machzahl wird gegenüber der kontinuierlichen Ausblasung im Bereich der SGI erhöht. Der Ablösestoß ① befindet sich bei allen Fällen an beiden Schnitten an der gleichen

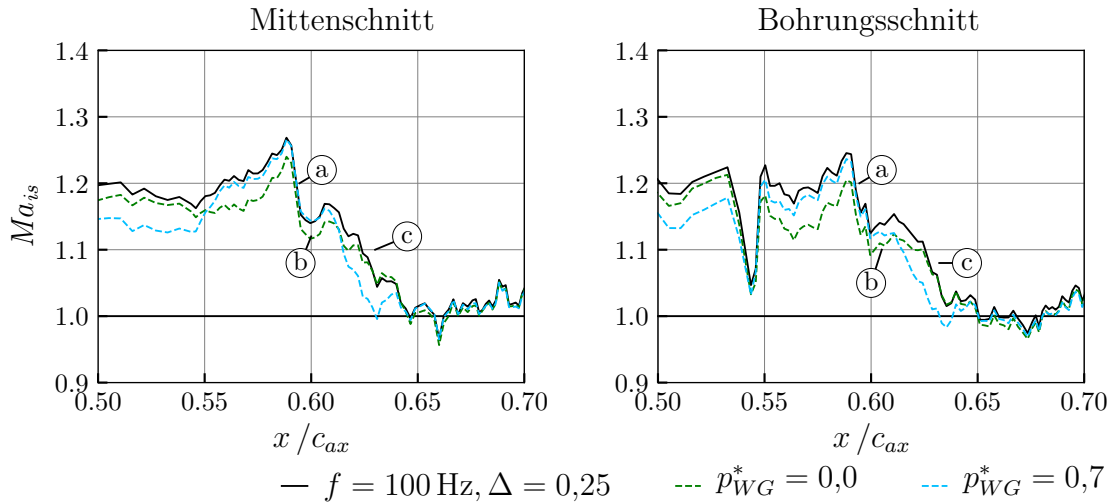


Abbildung 4.67.: Machzahlverteilung entlang der Stoß-Grenzschicht-Interaktion bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$

Position. Die Länge der Ablöseblase (b) nimmt mit höherem p_{WG}^* ab. Ein Pulsen mit zu hoher Pulsfrequenz im Verhältnis zur Dauer des Druckaufbaus, führt zu einer Grenzschichtbeeinflussung, die dem Zustand ohne Ausblasung ähnelt. Eine Ausnahme zeigt sich im Bereich zwischen Wirbelgenerator-Bohrung und SGI durch einfallenden Stoß. Hier entspricht die Vorstoß-Machzahl bei gepulster Ausblasung der bei $p_{WG}^* = 0,7$. Wahrscheinlich ist der Einfluss durch die Wirbelgeneratorströmung in diesem Abschnitt am größten.

Vergleich der Machzahlverteilung bei gepulsten Wirbelgeneratoren: In Abbildung 4.68 werden die Machzahlverteilungen bei gepulsten Wirbelgeneratoren am Mitten- und Bohrungschnitt und $p_{WG}^* = 0,7$ als Referenz gezeigt. Die Machzahlverteilungen sind über die gesamte Messdauer gemittelt. Die Größe der Ablöseblase bei $x/c_{ax} = 0,61$ wird durch das Pulsen nicht beeinflusst. Die Machzahlverteilung der unterschiedlichen Fälle unterscheidet sich bis zum Ende der Ablöseblase jedoch in der Höhe der Machzahl. Stromab der Ablöseblase sind die Machzahlverteilungen nahezu identisch. Durch die unterschiedliche Machzahl ergeben sich geänderte Stoßstärken an der Wirbelgeneratorbohrung bei $x/c_{ax} = 0,54$ und im Bereich der SGI, die durch den einfallenden Stoß verursacht wird, zwischen $x/c_{ax} = 0,59$ und $0,63$.

Die spannweitig gemittelte Druckänderung über die Bohrung und die SGI wird in Abbildung 4.69 dargestellt. Durch die Fehlerbalken wird die Größe der Standardabweichung gezeigt. Die Orte an denen p_1 und p_2 entnommen werden, sind in Abbildung 4.68 jeweils gekennzeichnet. In Abbildung 4.69 wird die Pulsbreite durch den Markertyp unterschieden. Die Werte des Referenzfalls $p_{WG}^* = 0,7$ sind als gestrichelte Linien in der Abbildung zu finden. An der Bohrung beträgt das Druckverhältnis des Referenzfalls $p_2/p_1 = 1,01$ und an der durch den einfallenden Stoß verursachte SGI $p_2/p_1 = 1,37$. Im Bereich der SGI bei gepulster Strömung zeigen sich relativ kleine Werte für die Standardabweichung, da sich über die Spannweite

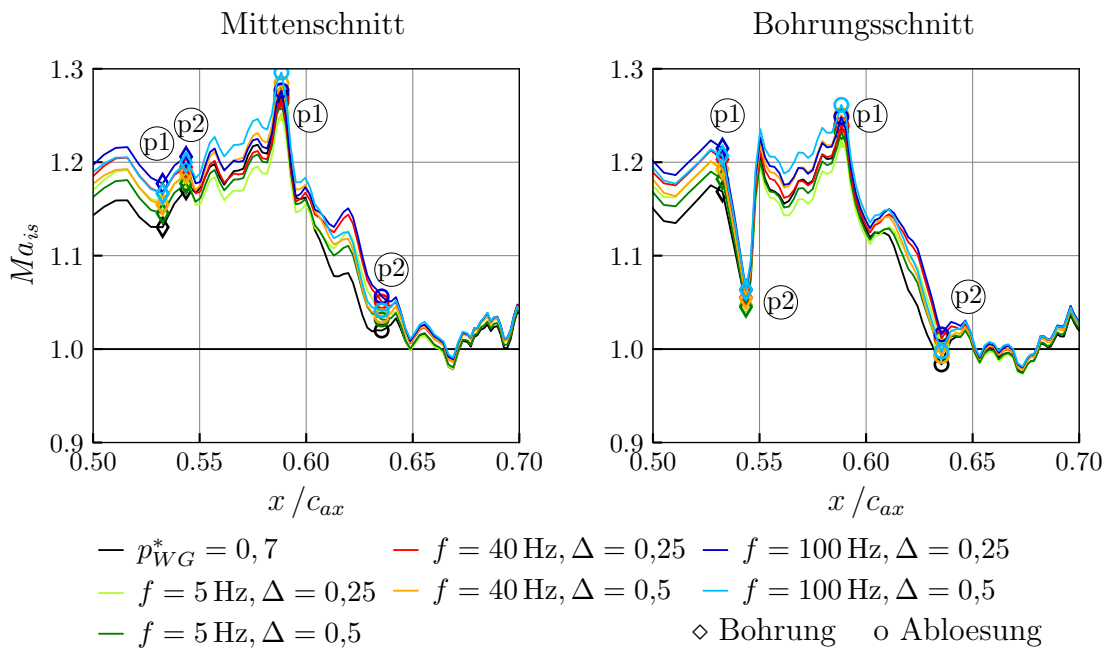


Abbildung 4.68.: Machzahlverteilung bei $p_{WG}^* = 0,7$ und bei gepulstem Wirbelgenerator

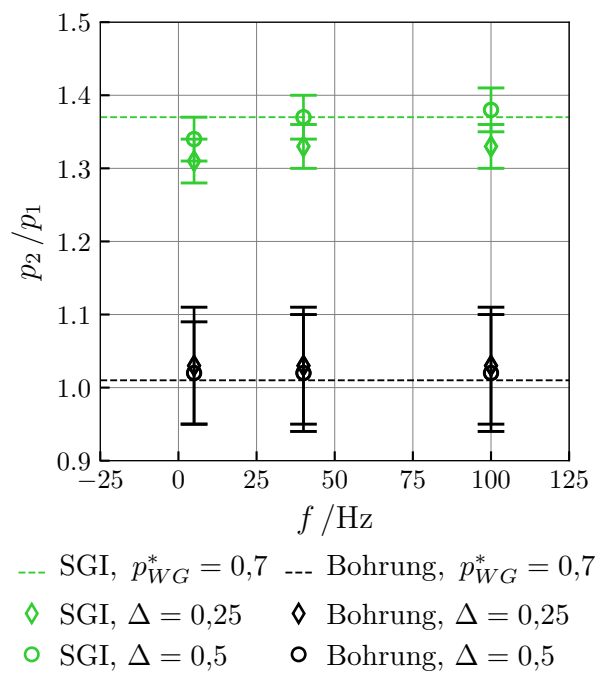


Abbildung 4.69.: Spannweitig gemittelte Druckverhältnisse bei gepulstem Wirbelgenerator

nur geringfügige Änderungen des Strömungszustands zeigen. An der Bohrung erhöht sich die Standardabweichung, wie bei den Ergebnissen mit kontinuierlicher Ausblasung (Abbildung 4.55), da sich an der Bohrung ein Stoß befindet, der zwischen den Bohrungen nicht auftritt.

An der Bohrung ergibt sich bei allen Pulsfrequenzen ein höheres Druckverhältnis für $\Delta = 0,25$ im Vergleich zur höheren Pulsbreite. Im Bereich der SGI verhält es sich genau entgegengesetzt: Hier zeigt sich bei allen Pulsfrequenzen ein geringeres Druckverhältnis für $\Delta = 0,25$. Das Druckverhältnis und damit die Stoßstärke wird gegenüber dem Referenzfall deutlich herabgesetzt, am stärksten bei der niedrigsten Pulsfrequenz $f = 5$ Hz. Damit zeigt sich durch das Pulsen eine deutliche Verbesserung bei niedrigster Pulsbreite und –frequenz, da sich der Stoß im Bereich der SGI abschwächt. Im Bereich der Bohrung zeigt sich eine leichte Erhöhung des Druckverhältnisses gegenüber dem Referenzfall, da sich der Stoß an der Bohrung durch das Pulsen leicht verstärkt.

4.3.3. Grenzschichtströmung

Infrarotmessungen bei kontinuierlicher Wirbelgeneratorströmung: Die absolute Temperaturverteilung bei einer Kanaleintrittstemperatur von $T = 300$ K zeigt Abbildung 4.70. Es wird ein Ausschnitt der Saugseite gezeigt, in dem drei Wirbelgeneratorbohrungen liegen. Die Austrittspositionen der Wirbelgeneratorbohrungen befinden sich bei $x/c_{ax} = 0,54$ und werden durch weiße Punkte markiert. Ein Turbulenzgenerator in Form eines Plättchens ist auf der Schaufeloberfläche aufgebracht worden. Die Position im oberen Teil des Bildes wird durch ein weißes Dreieck angezeigt. Mittels des Turbulators soll der Grenzschichtumschlag exemplarisch visualisiert werden.

Abbildung 4.70(a) zeigt den Einfluss der Wirbelgeneratorbohrungen ohne Ausblasung auf die Grenzschichtströmung. Mit zunehmender Ausblasstärke wird die Strömung des Wirbelgenerators zunehmend erkennbar. Die Temperaturen der Ausblasströmung und der Eintrittsströmung in die Teststrecke sind gleich, da die Grenzschicht ausschließlich aerodynamisch und nicht thermisch beeinflusst werden soll. Ab $p_{WG}^* = 0,7$ ist die Strömung der Wirbelgeneratoren bis an die Hinterkante zu sehen. Die Wirbel werden direkt nach dem Austritt aus dem Bohrloch in Strömungsrichtung abgelenkt. Die Strömung der Wirbelgeneratoren behält den Austrittswinkel von $\alpha = 65^\circ$ nicht bei.

Abbildung 4.71 zeigt die relative Temperatur auf der Saugseite der Wirbelgeneratorschaufel. Mit dieser Darstellung ist es möglich, die Transitionslage zu beurteilen. Der Umschlag in eine turbulente Strömung ist am Anstieg von $T_{rel,n}$ zu erkennen. Dies ist z. B. bei $p_{WG}^* = 0$ stromab von $x/c_{ax} \approx 0,64$ zu sehen. Die Grenzschicht ist für diesen Fall über die gesamte Spannweite vollständig umgeschlagen und turbulent. In den nachfolgenden Bildern wird der Einfluss der Wirbelgeneratoren deutlich. Die Grenzschicht wird stromab der Wirbelgeneratoren teilweise turbulent. Dies ist am deutlichsten bei den Ausblasraten $p_{WG}^* = 0,87$ und $p_{WG}^* = 1$ zu erkennen, da sich stromab der Bohrungen Bereiche erhöhter Temperatur abzeichnen. Die Wirbelgeneratoren bewirken hier einen partiellen Umschlag der Grenzschicht. Der vollständige Umschlag über die gesamte Spannweite bleibt für diesen Fall bei $x/c_{ax} \approx 0,64$.

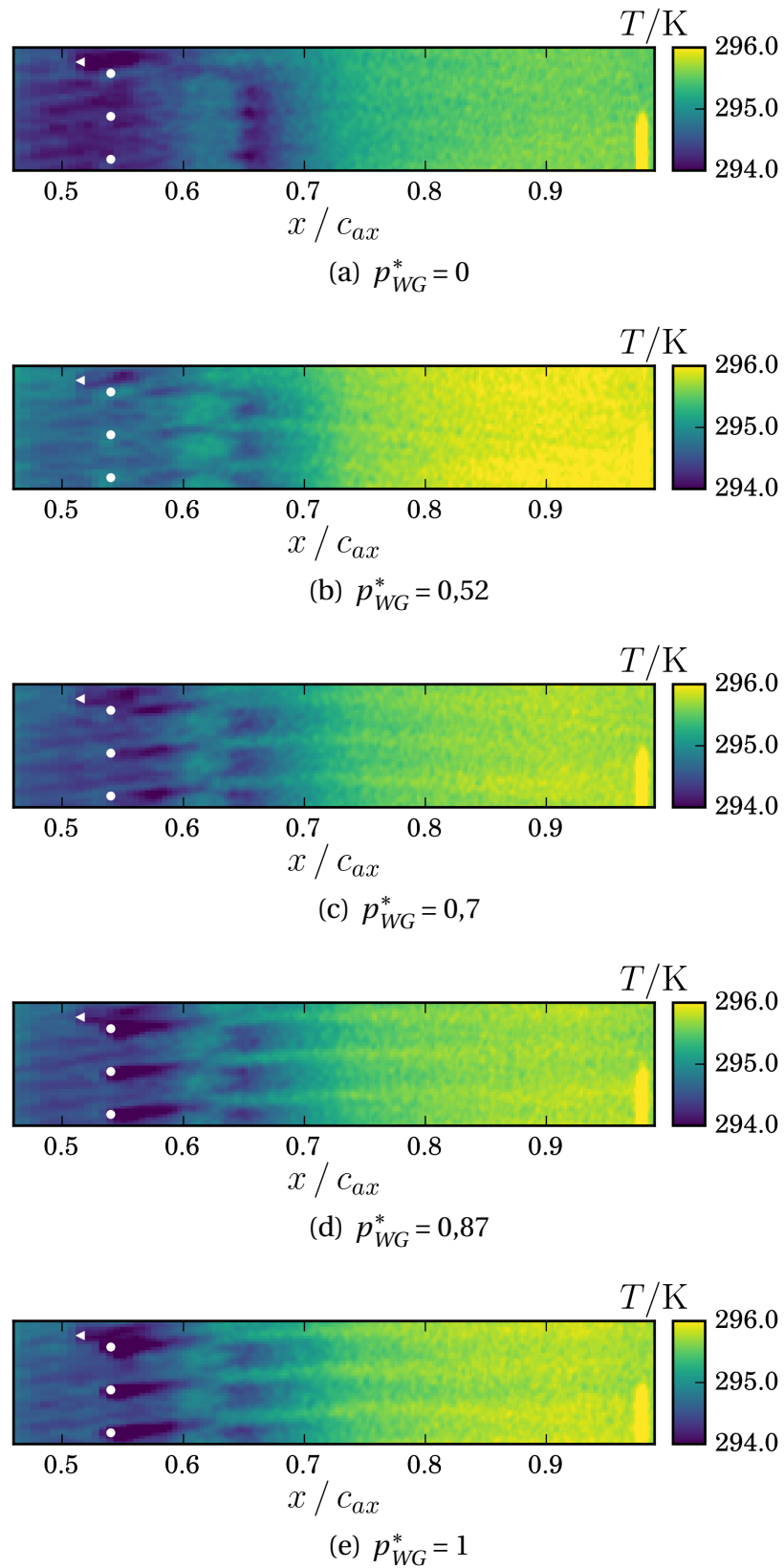


Abbildung 4.70.: Infrarotmessung bei $T = 300$ K

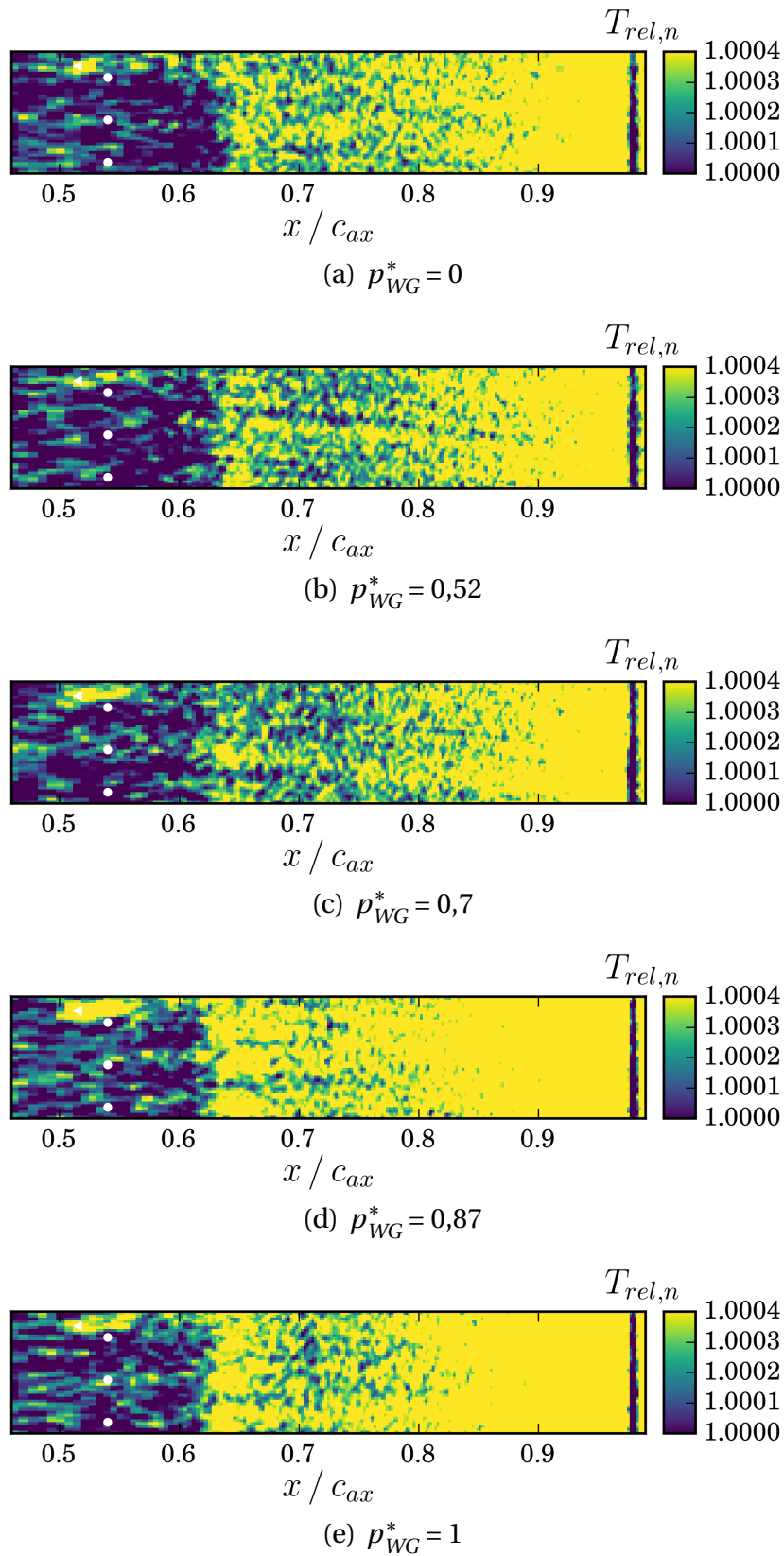


Abbildung 4.71.: Infrarotmessung bei einer Heizrate von 0,1 K/s

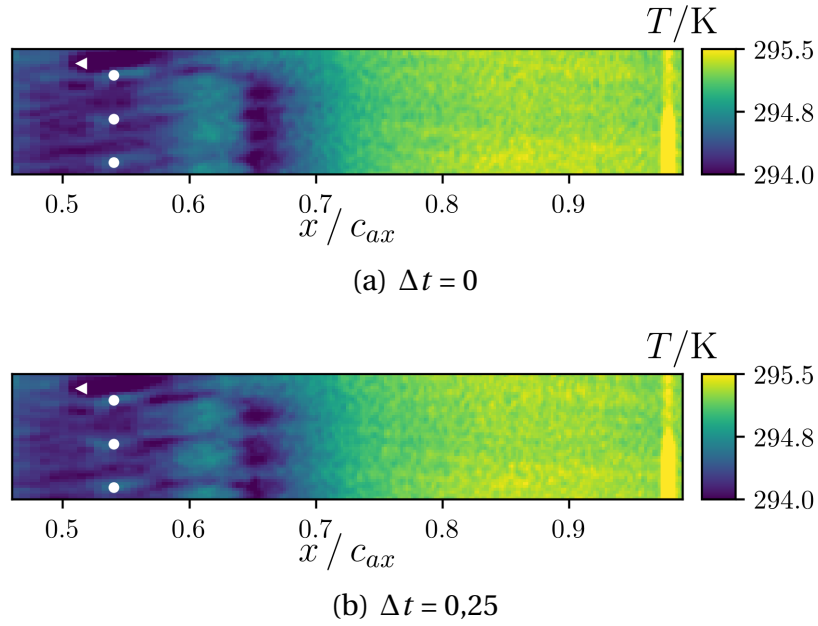


Abbildung 4.72.: Infrarotmessung bei $T = 300$ K: $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$

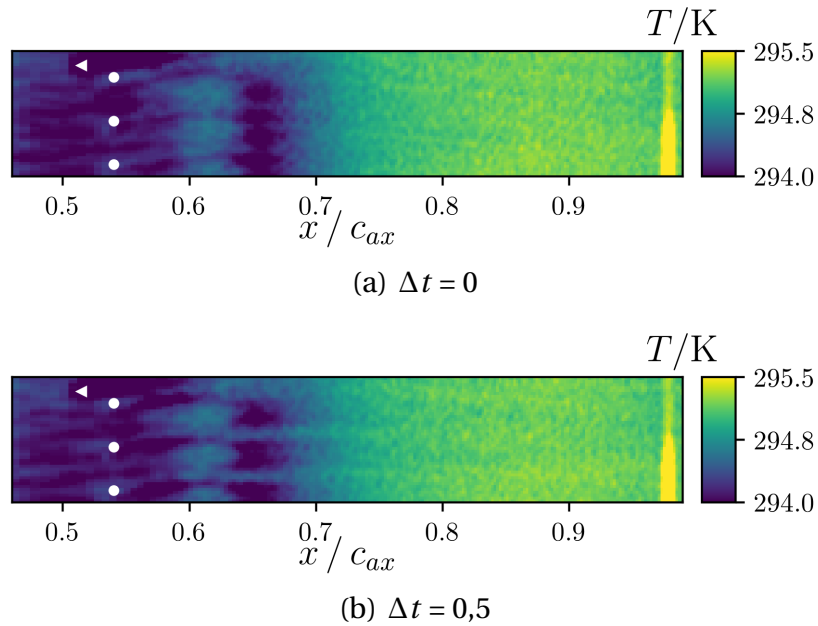


Abbildung 4.73.: Infrarotmessung bei $T = 300$ K: $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$

Infrarotmessung bei gepulster Wirbelgeneratorströmung: Abbildung 4.72 und Abbildung 4.73 zeigen Infrarotbilder bei $p_{WG}^* = 0,7$. Die Pulsfrequenz beträgt $f = 5$ Hz und die Pulsbreiten sind $\Delta = 0,25$ und $0,5$. Exemplarisch werden pro Pulsbreite jeweils eine Aufnahme ohne Ausblasung und eine weitere bei voll ausgebildeter Wirbelgeneratorströmung gezeigt. Es sind absolute Temperaturen in den Infrarotaufnahmen bei einer Einlasstemperatur von $T = 300$ K dargestellt.

Abbildung 4.72 zeigt eine Messung mit einer Pulsbreite von $\Delta = 0,25$. Bei $\Delta t = 0$ steigt der

Massenstrom der Ausblasung, der bei $\Delta t = 0,25$ seine volle Stärke hat. Die Ausblasung lässt sich am deutlichsten bei $x/c_{ax} = 0,6$ erkennen. Danach sinkt der ausgeblasene Massenstrom und ab $\Delta t = 0,58$ ist das Ausblasen beendet. Bei einer Pulsbreite von $\Delta = 0,5$ in Abbildung 4.73 beginnt das Ausblasen bei $\Delta t = 0$. Das Maximum ist bei $\Delta t = 0,5$ erreicht und bei $\Delta t = 0,83$ beendet.

Die Aufnahmen bei voller Stärke der Ausblasung in Abbildung 4.72 und Abbildung 4.73 weisen bei $x/c_{ax} = 0,7$ Unterschiede auf: Bei der Pulsbreite $\Delta = 0,5$ ist der Einfluss durch die Wirbelgenerator-Ausblasung an dieser Position stärker zu erkennen als bei der niedrigeren Pulsbreite von $\Delta = 0,25$. Der höhere Massenstrom bei $\Delta = 0,5$ führt über den gesamten Ausblasvorgang zu einer stärkeren Beeinflussung der Grenzschicht.

Gemittelte Infrarotdaten: Die gemittelten Infrarotdaten nach Gleichung 3.11 werden für die Analyse der Transition und Ablöseblase in Abbildung 4.74 dargestellt. In Strömungsrichtung wird die Darstellung auf den Bereich der Ablöseblase stromab der Wirbelgeneratoren begrenzt. In der Abbildung werden die Resultate ohne gepulste Wirbelgeneratorströmung gezeigt. Die gestrichelte Linie bei $x/c_{ax} = 0,54$ zeigt den Ort an, an dem sich die Wirbelgeneratorbohrungen auf der Schaufeloberfläche befinden. Die durchgezogene Linie bei $x/c_{ax} = 0,67$ zeigt die maximale relative Temperatur (maximaler konvektiver Wärmeübergang) stromab

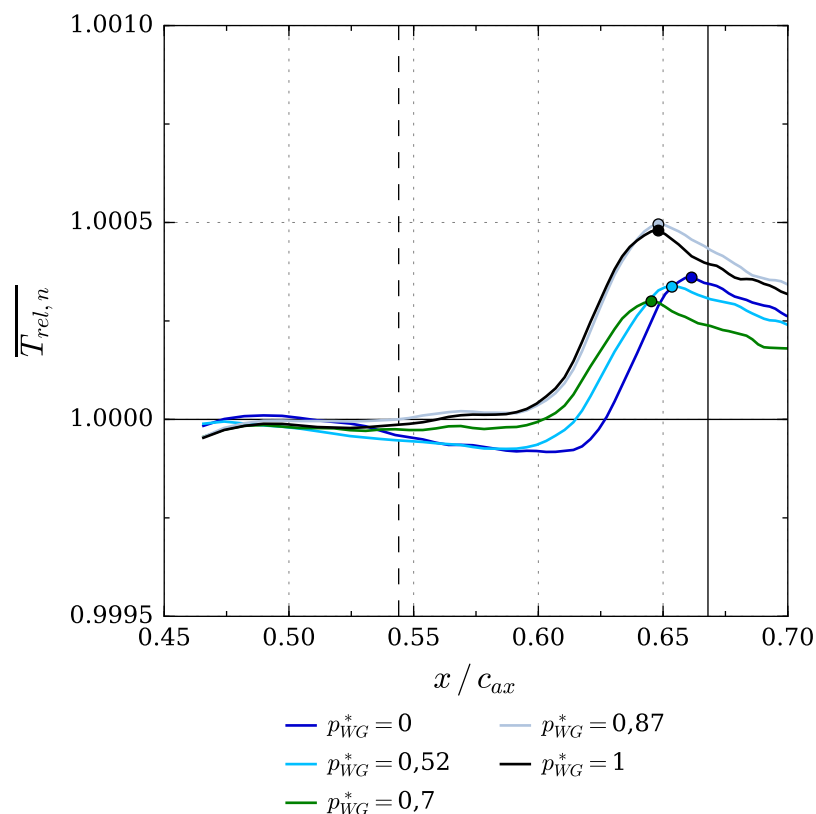


Abbildung 4.74.: Gemittelte Temperaturverteilung bei einer Heizrate von 0,1 K/s

Tabelle 4.2.: Maxima von $\overline{T_{rel,n}}$ stromab des Wiederanlegepunktes

p_{WG}^*	$x/c_{ax} / \%$
Referenzfall	66,80
0	66,14
0,52	65,35
0,7	64,53
0,87	64,81
1	64,81

des Wiederanlegepunktes im Referenzfall der Filmkühlschaufel an (vgl. Abbildung 4.50). Das jeweilige Temperaturmaximum aus den Infrarotmessungen der Wirbelgeneratorschaufel ist als Punkt markiert.

Die Wiederanlegepunkte befinden sich innerhalb des Temperaturanstiegs um $x/c_{ax} = 0,625$, was sich mit der Machzahlverteilung in Abbildung 4.54 deckt. Die Maxima von $\overline{T_{rel,n}}$ stromab des Wiederanlegepunktes können mit dem Referenzfall der Filmkühlschaufel verglichen werden, wenn die spannweitig gemittelten Daten verwendet werden. Die Positionen der Maxima sind in Tabelle 4.2 angegeben. Die Strömung liegt bei allen Ausblasraten im Vergleich zum Referenzfall weiter stromauf wieder an. Mit zunehmender Ausblasung verschiebt sich der Temperaturanstieg stromauf.

In Abbildung 4.74 verläuft für $p_{WG}^* = 0,87$ und 1 die gemittelte relative Temperatur $\overline{T_{rel,n}}$ ab $x/c_{ax} = 0,62$ nahezu identisch. Dies ist der Fall, da ab $p_{WG}^* = 0,87$ die Strömung in der Wirbelgeneratorbohrung sperrt. Folglich findet keine weitere Steigerung des Massenstroms statt und die Nachläufe der Wirbelgeneratoren beeinflussen die Grenzschicht ähnlich.

In Abbildung 4.71 ist zu erkennen, dass die Grenzschicht im Nachlauf der Wirbelgeneratoren umschlägt. Bei einer Mittelung der Daten ergibt sich, dass sich der Temperaturanstieg mit zunehmender Ausblasstärke stromauf verschiebt.

Für die gepulste Strömung ist eine ähnliche Auswertung aufgrund der unzureichenden Kameraauflösung von 60 Hz nicht sinnvoll. Um den Transitionsprozess nachzuvollziehen, müsste die Pulsperiode ausreichend aufgelöst werden können.

Vergleich der Infrarot- und Heißfilmdaten: In diesem Abschnitt werden die Heißfilmergebnisse und die Ergebnisse der Infrarotmessung gegenübergestellt. Abbildung 4.75 zeigt die statistische Auswertung der Spannungssignale U' bei kontinuierlicher Wirbelgeneratorausblasung. Es sind der rms-Wert U'_{rms} und die Schiefe U'_S dargestellt. Für die Infrarotmessung wird $\overline{T_{rel,n}}$ aus Abbildung 4.74 aufgenommen. Die Position der Wirbelgeneratoren bei $x/c_{ax} = 0,54$ ist durch eine senkrechte Linie gekennzeichnet. Bei $x/c_{ax} \approx 0,67$ ist das Erreichen der vollständig turbulenten Grenzschicht an der Filmkühlschaufel als Referenzfall ebenfalls durch eine senkrechte Linie gekennzeichnet.

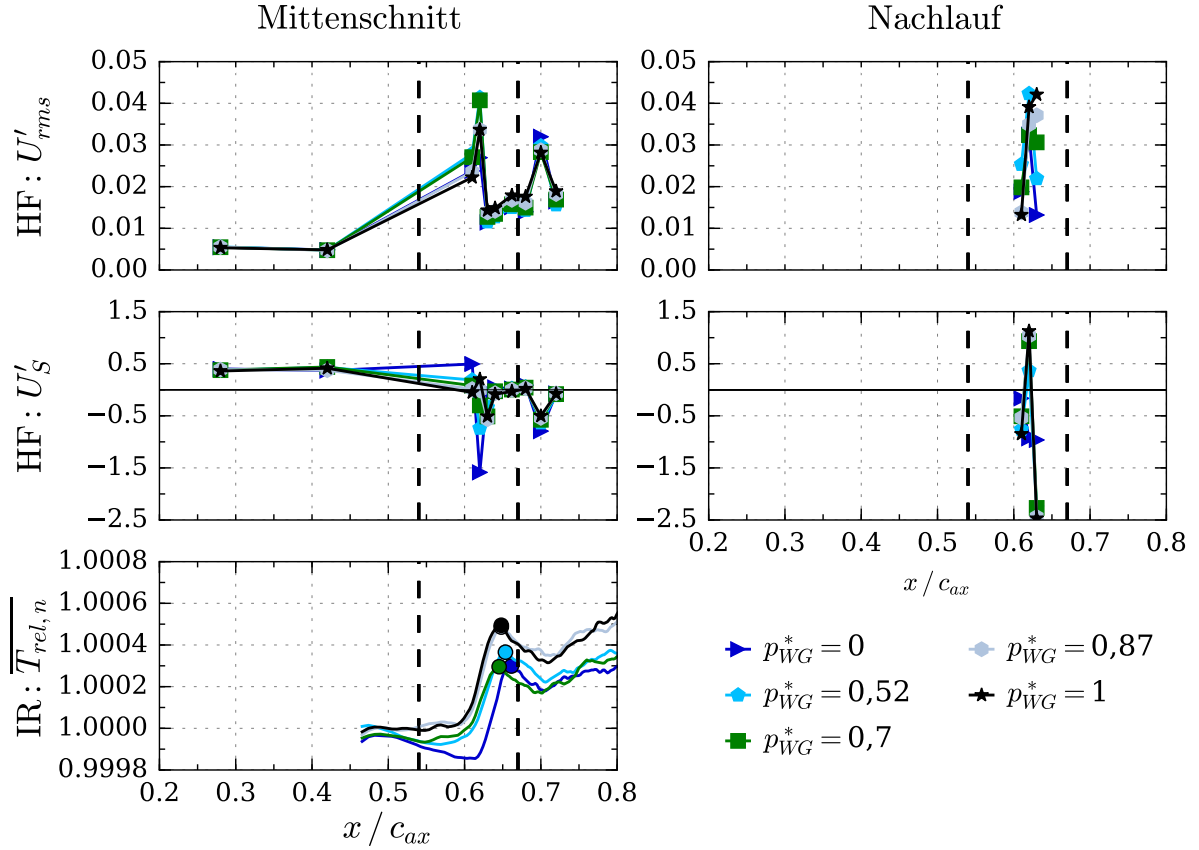


Abbildung 4.75.: Vergleich der Infrarot- und Heißfilmdaten bei kontinuierlicher Ausblasung

Anhand der rms-Werte U'_{rms} kann der Grenzschichtzustand bestimmt werden. Dieser ist bis mindestens $x/c_{ax} = 0,42$ laminar. Die vollständig turbulente Grenzschicht, die sich anhand der erhöhten U'_{rms} -Werte zeigt, beginnt im Mittenschnitt bei $x/c_{ax} = 0,63$. Ein Stoß bei $x/c_{ax} = 0,70$ zeigt sich in einer lokalen Erhöhung der rms-Werte. Im Referenzfall ist die Grenzschicht ab $x/c_{ax} = 0,67$ voll turbulent. Das Ende der Ablöseblase wird durch die Wirbelgeneratoren stromauf verschoben.

Der Wirkmechanismus durch die Wirbelgeneratoren wird in dieser Arbeit nicht untersucht. Dennoch wurden hierzu bereits zahlreiche Studien durchgeführt. Bons et al. [14] und Hansen u. Bons [59] weisen auf den Effekt Freistrom-Mischung hin. Hierbei wird ein früheres Anlegen der Grenzschicht durch Einmischen von hoch energetischer Außenströmung in die Grenzschicht durch die Wirbelgeneratoren bewirkt. Dieser Effekt tritt verstärkt bei Wirbelgeneratoren auf, die nicht normal zur Oberfläche angestellt sind. Somit ist anzunehmen, dass die Freistrom-Mischung auch in dieser Arbeit die Ablöseblase an einer Position weiter stromauf wieder anlegen lässt.

Um den Bereich der Ablöseblase zu analysieren, wird in Abbildung 4.76 der Bereich zwischen $x/c_{ax} = 0,60$ und $0,64$ dargestellt. Am Mittenschnitt kann festgestellt werden, dass mit Ausblasung die U'_{rms} -Werte bei $x/c_{ax} = 0,62$ erhöht sind. Hierfür können zwei Gründe angeführt werden: Zum einen kann sich die Transitionslage verschoben haben oder die

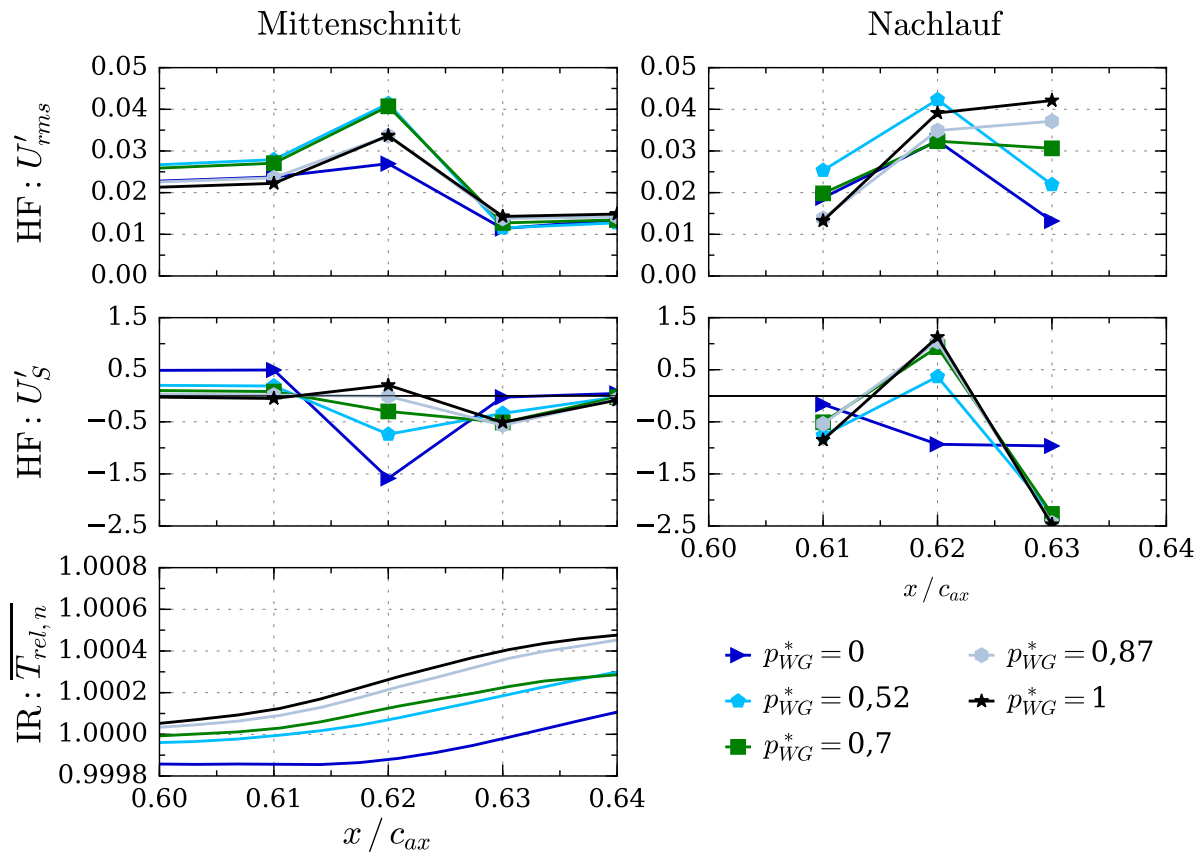


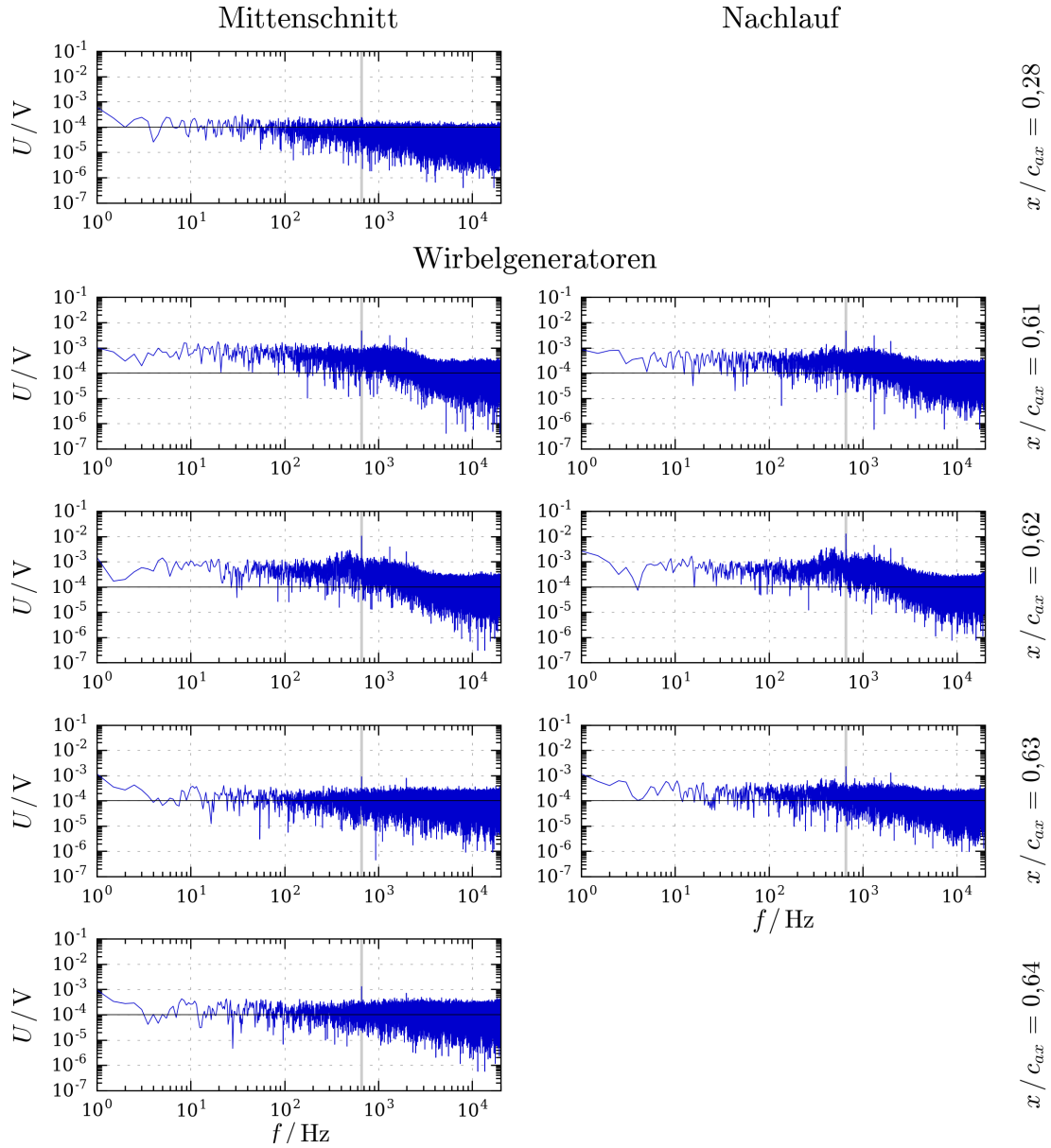
Abbildung 4.76.: Vergleich von Infrarot- und Heißfilmdaten bei kontinuierlicher Ausblasung im Bereich der Ablöseblase

Instationarität nimmt durch die Änderung der Stoßlage zu.

Die U'_s -Werte können bei einem negativen Ausschlag einen Stoß anzeigen. Dies zeigt sich durch die Analyse der Filmkühlzeiten und bei Meijering u. Schroeder [119]. Bei der Analyse der Infrarotdaten zeigt sich, dass sich die Strömung im Bereich um $x/c_{ax} \approx 0,625$ wieder anlegt. Das Wiederanlegen ist begleitet von einem Wiederanlegestoß. In diesem Bereich wird durch den negativen Ausschlag von U'_s der Wiederanlegestoß und das Ende der Ablöseblase angezeigt. Die Richtung der Verschiebung vom Wiederanlegestoß durch die Änderung von p_{WG}^* kann mit der vorhandenen Diskretisierung der Heißfilmsensoren nicht bestimmt werden.

Frequenzgänge bei kontinuierlicher Ausblasung: Die Heißfilmdaten werden im Frequenzbereich ausgewertet. Die Amplitudenspektren in Abbildung 4.77 sind die Ergebnisse ohne Ausblasströmung. Die Amplitudenspektren mit Ausblasung sind in Abbildung 4.79 bis 4.81 dargestellt. Es werden die Sensoren von $x/c_{ax} = 0,61$ bis $0,63$ gezeigt. Über diesen Bereich erstreckt sich die Ablöseblase. Zusätzlich werden die Sensoren an Position $x/c_{ax} = 0,28$ und $0,64$ ausgewertet, da sich diese in der laminaren bzw. vollständig turbulenten Grenzschicht befinden.

Die Positionierung der Diagramme im Bild ist den Heißfilm-Sensoren auf der Schaufeloberfläche (vgl. Abbildung 3.17(b)) nachempfunden. Jedes Diagramm stellt das Amplitu-

Abbildung 4.77.: Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0$

denspektrum eines Heißfilm-Sensors dar. Bei einer Frequenz von $f = 661$ Hz zeigt sich wie im Referenzfall eine Spitze, die grau hervorgehoben wird. Diese Frequenz entspricht der Stoßfrequenz, die im Referenzfall bei $f = 648$ Hz detektiert wird.

Die Stoßfrequenz tritt bei fast allen Sensoren auf. Die Instationarität reicht jedoch nicht stromauf bis $x/c_{ax} = 0,28$. Teilweise zeigt sich eine erhöhte Amplitude bei der Stoßfrequenz am Sensor bei $x/c_{ax} = 0,42$. An den Sensoren $x/c_{ax} = 0,61$ und $0,62$ hebt sich das Amplitudenspektrum im Bereich von $f = 300$ Hz und 1000 Hz in Abbildung 4.78 deutlich an. Dies ist bei $p_{WG}^* = 0$ deutlich schwächer. An dieser Position befindet sich die Ablöseblase. Mit zunehmender Ausblasstärke steigen die Amplituden zwischen $f = 300$ Hz und 1000 Hz auch an Sensor $x/c_{ax} = 0,63$ im Nachlauf. Die erhöhten Spannungsschwankungen zeigen sich ebenfalls in der Auswertung von U'_{rms} und U'_S .

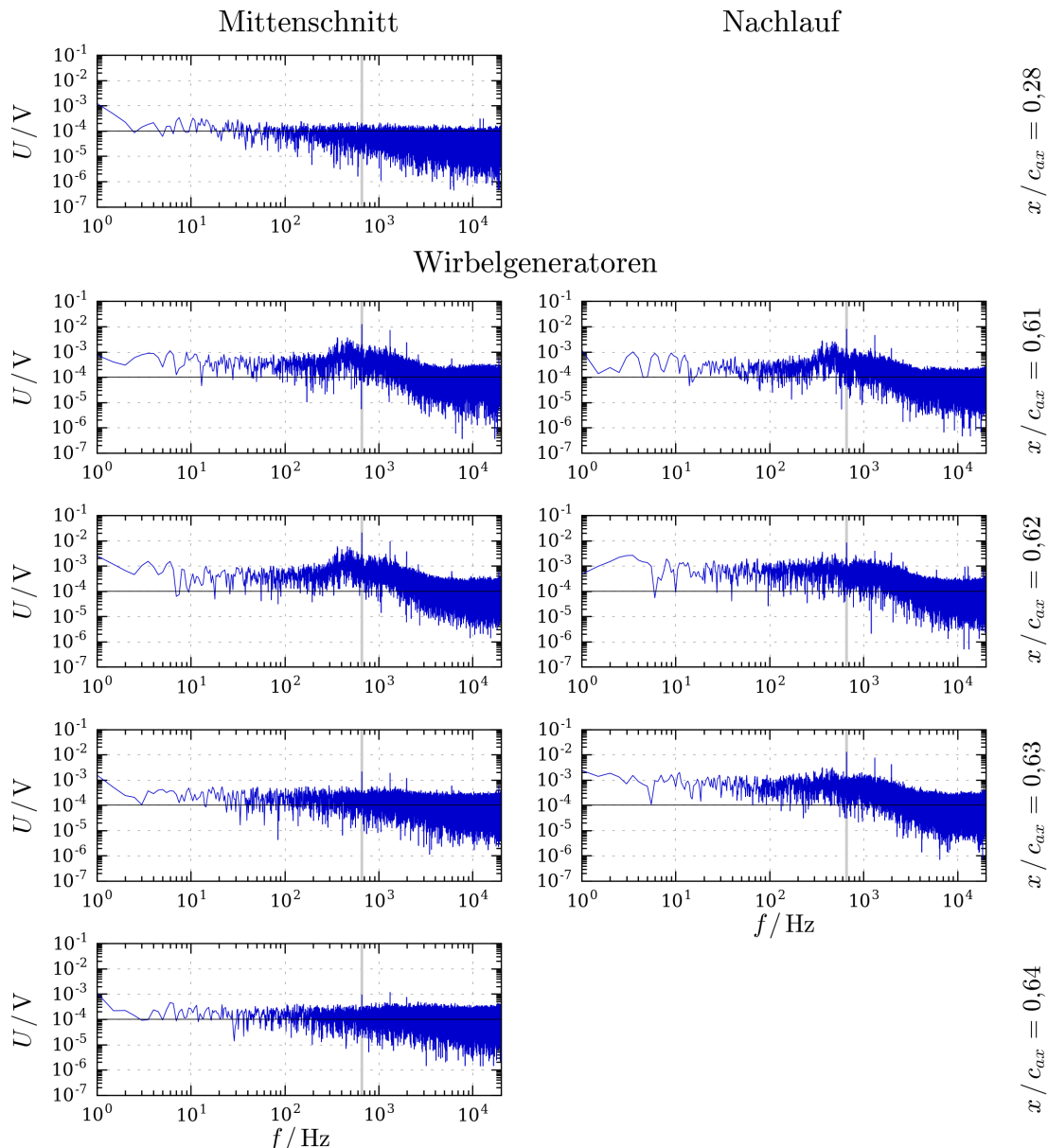
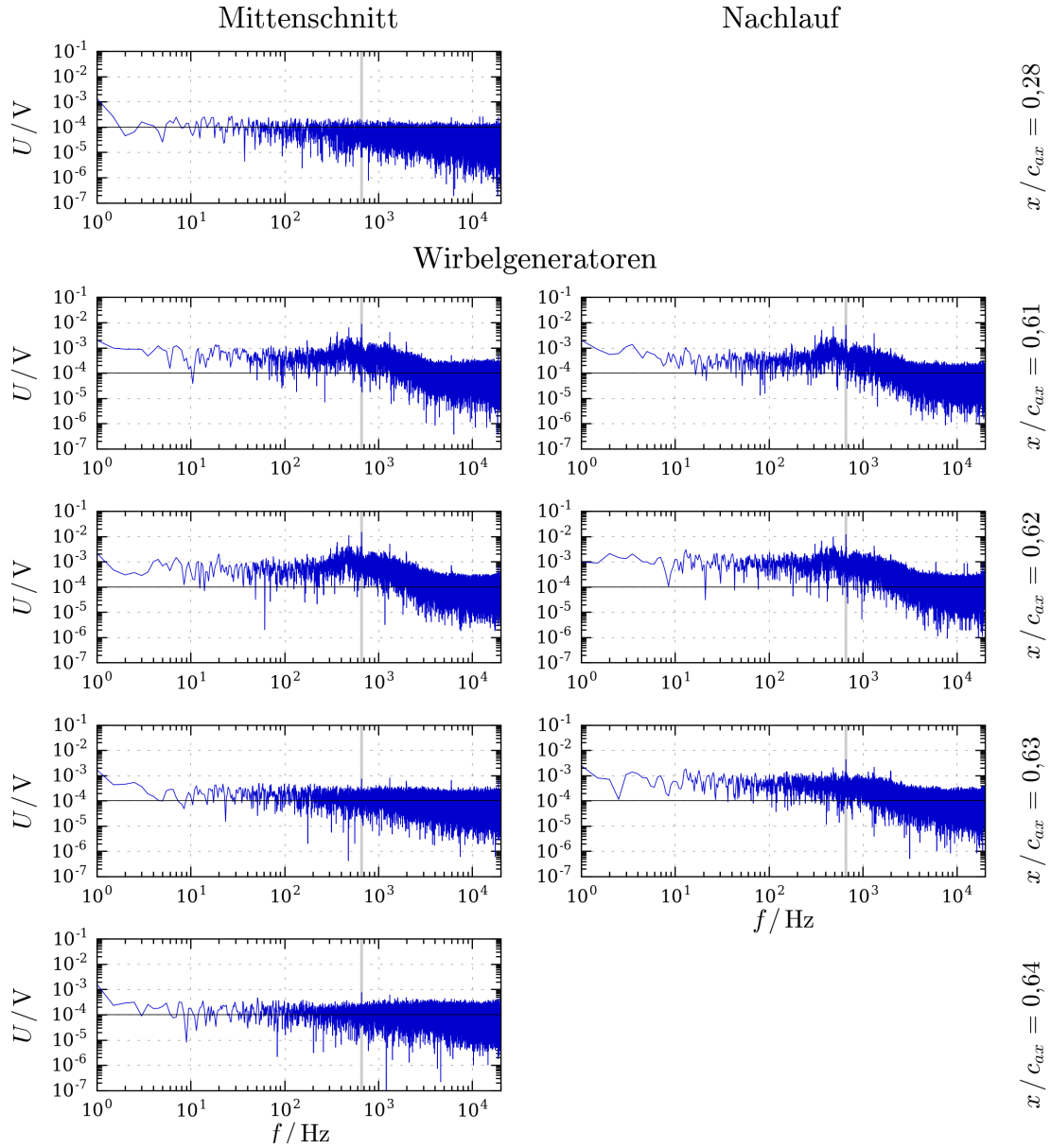


Abbildung 4.78.: Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0,7$

Die Amplituden des gesamten Spektrums sind stromab der Ablöseblase höher als stromauf. Dies ist eine Charakteristik der turbulenten Grenzschicht. Dieser Effekt zeigt sich an den U'_{rms} -Werten in Abbildung 4.75 ebenso.

In Abbildung 4.82 wird die Amplitude der Stoßfrequenz $f = 661$ Hz über der relativen, axialen Schauffellänge aufgetragen. Die Maxima am Mittenschnitt liegen bei $x/c_{ax} = 0,62$ und $0,7$. Bei $x/c_{ax} = 0,62$ verursacht der Wiederanlegestoß die Schwankungen. Der normale Stoß stromab der Ablöseblase verursacht das Maximum bei $x/c_{ax} = 0,7$. Da die Stöße dieser Frequenz zugeordnet werden können, kann eine Analyse der Stoßpositionen über die Amplituden der Stoßfrequenz durchgeführt werden.

In Abbildung 4.83 werden die Amplituden der Stoßfrequenz im Bereich der Ablöseblase dargestellt. Ein deutlicher Unterschied zwischen Mittenschnitt und Nachlauf zeigt sich bei

Abbildung 4.79.: Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0,52$

$x/c_{ax} = 0,63$: Die Amplituden am Mittenschnitt sind stets kleiner als im Nachlauf. Der Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die SGI ist so groß, dass am Ende des Interaktionsbereichs in spannweitischer Richtung lokal Unterschiede messbar sind. Dies gilt auch für $p_{WG}^* = 0$. In diesem Fall entsteht der Strömungseinfluss nicht durch den Wirbelgenerator, sondern durch die Bohrung selbst.

Zeitreihen der Heißfilme bei kontinuierlicher Ausblasung: Mittels der durch Heißfilme gemessenen Spannungsfluktuationen U' können zeitlich hochaufgelöste Aussagen über das Grenzschichtverhalten getroffen werden. Die Spannungsfluktuationen entlang der Wirbelgeneratorschaufel bei kontinuierlicher Ausblasung sind in den Abbildungen 4.84 bis 4.88 dargestellt. Die Spannungsfluktuationen sind für jeweils $t = 0,0075$ s abgebildet. Diese Zeit-

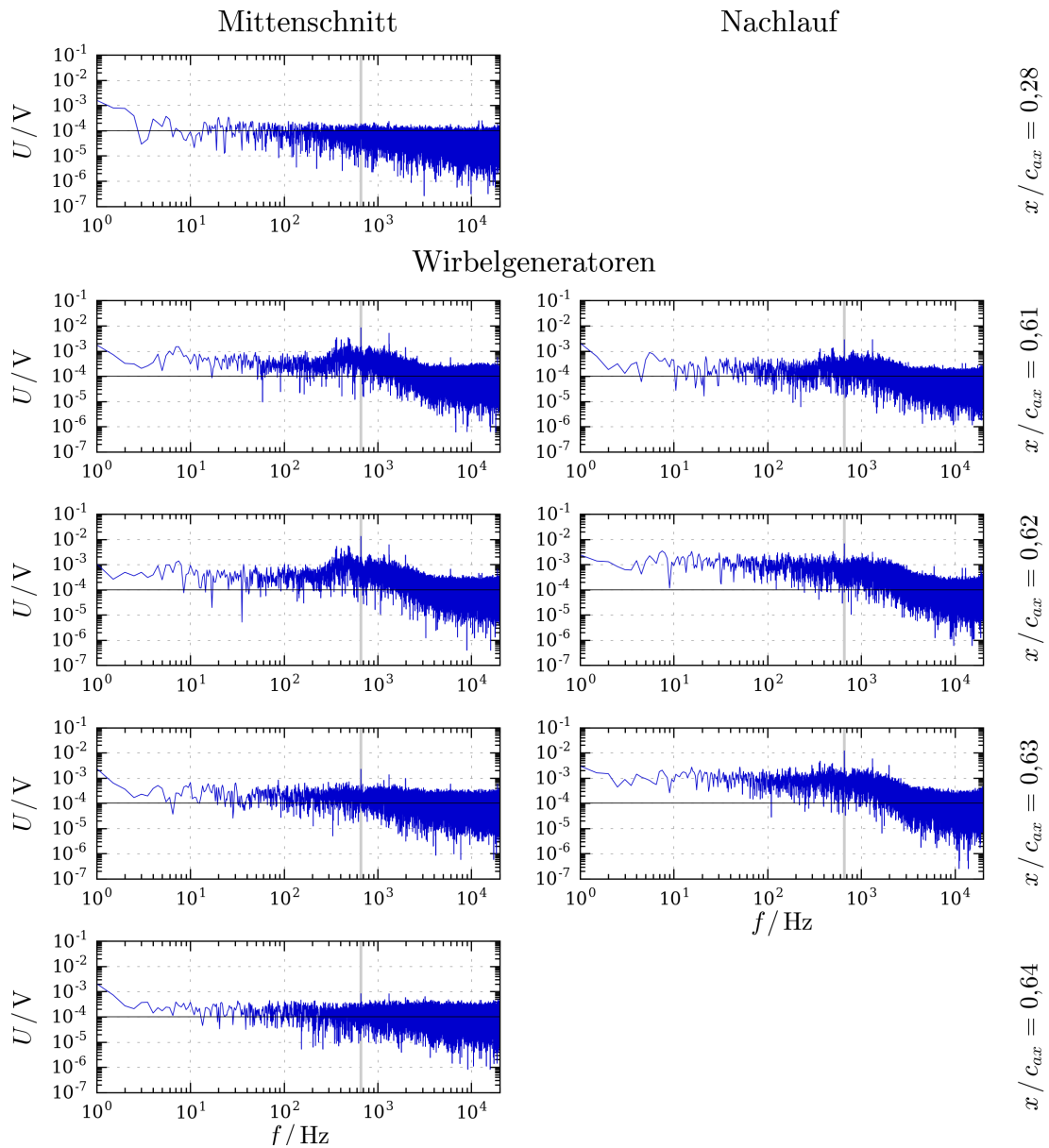


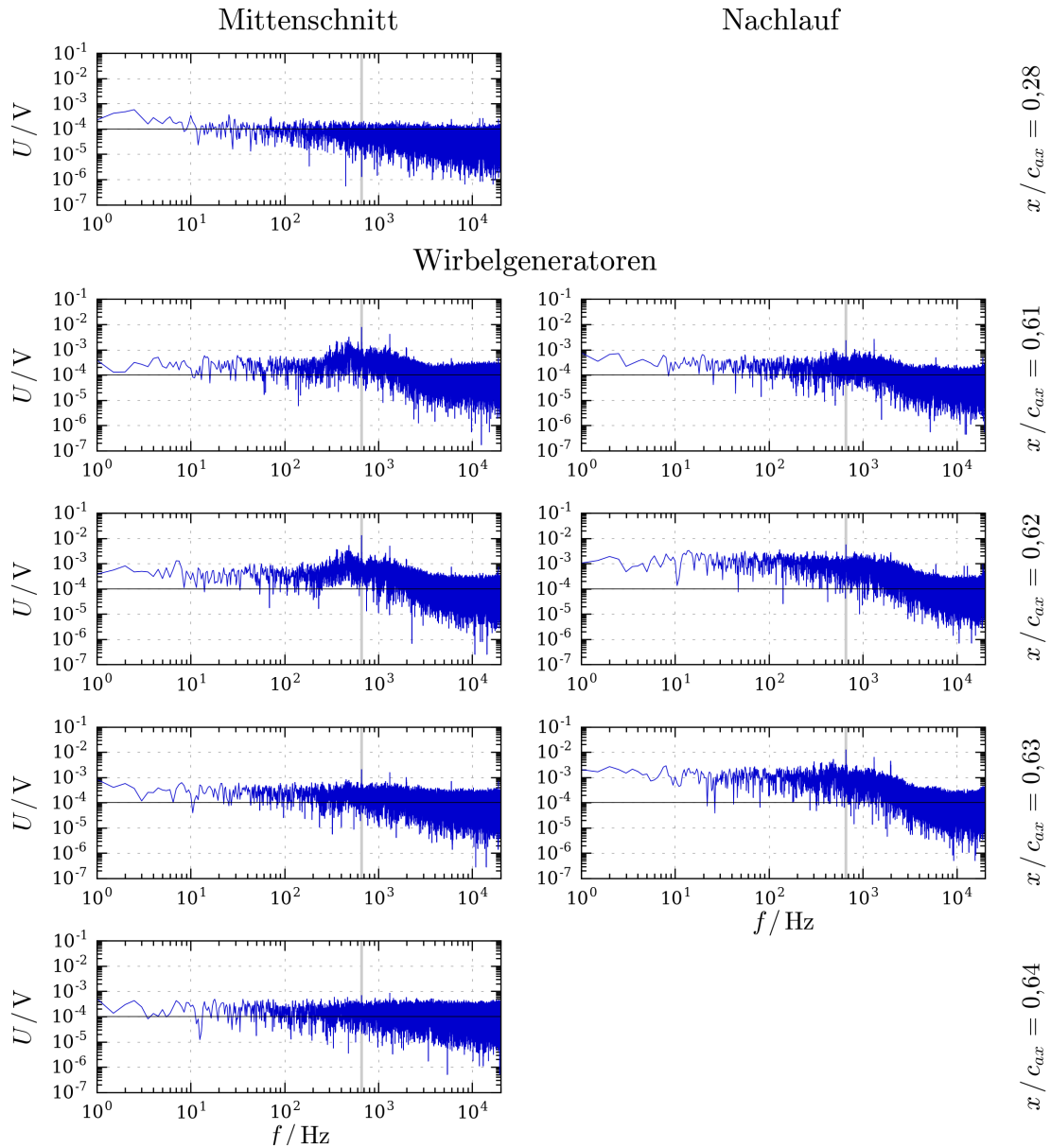
Abbildung 4.80.: Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 0,87$

spanne entspricht fünf Perioden bei einer Frequenz von $f = 661$ Hz. Die Signale der Sensoren sind wie bei der Filmkühlschaufel in Abschnitt 4.2.3 eingefärbt.

In allen Abbildungen der Spannungsfluktuationen ist die Strömung bis $x/c_{ax} = 0,42$ laminar. Durch die Filmkühlströmung sind die Fluktuationen erhöht und vergleichbar mit denen im Referenzfall (Abbildung 4.34). Die Grenzschicht ist am Mittenschnitt ab $x/c_{ax} = 0,63$ vollständig turbulent. Bei $x/c_{ax} = 0,7$ sind Störungen durch einen Stoß zu erkennen. Der Stoß ist auch in den Schlierenbildern zu sehen¹⁸. Im Referenzfall befindet sich die Strömung an Sensor $x/c_{ax} = 0,64$ noch im abgelösten Zustand, während mit Wirbelgeneratoren ein angelegter, vollständig turbulenter Zustand erreicht ist.

An den Sensoren $x/c_{ax} = 0,61$ und $0,62$ zeigt sich die Ablöseblase durch periodische

¹⁸vgl. Abbildung 4.51

Abbildung 4.81.: Amplitudenspektrum bei $p_{WG}^* = 1$

Schwankungen, die mit der Frequenz von $f = 661$ Hz auftreten. Die Perioden sind im Nachlauf bei $p_{WG}^* = 0$ deutlich zu erkennen ($t \approx 1,5$ ms, 3 ms, 4,5 ms und 5,5 ms). Die Schwankungen treten an den beiden Sensoren 180° -Phasenversetzt auf. Bei $p_{WG}^* = 0,52$ in Abbildung 4.85 sind die Schwankungen ebenfalls deutlich zu erkennen. Ab $p_{WG}^* = 0,7$ sind die Schwankungen auch bei $x/c_{ax} = 0,63$ zu finden. Gleichzeitig erscheinen die Schwankungen weniger periodisch. Aus den Amplitudenspektren geht hervor, dass zwischen $f = 300$ Hz und 1000 Hz die Spannungsamplituden mit der Ausblasrate steigen. Aus diesem Grund ist die Regelmäßigkeit der Schwankung nicht mehr deutlich erkennbar, da die Frequenzbreite der Fluktuationen zunimmt.

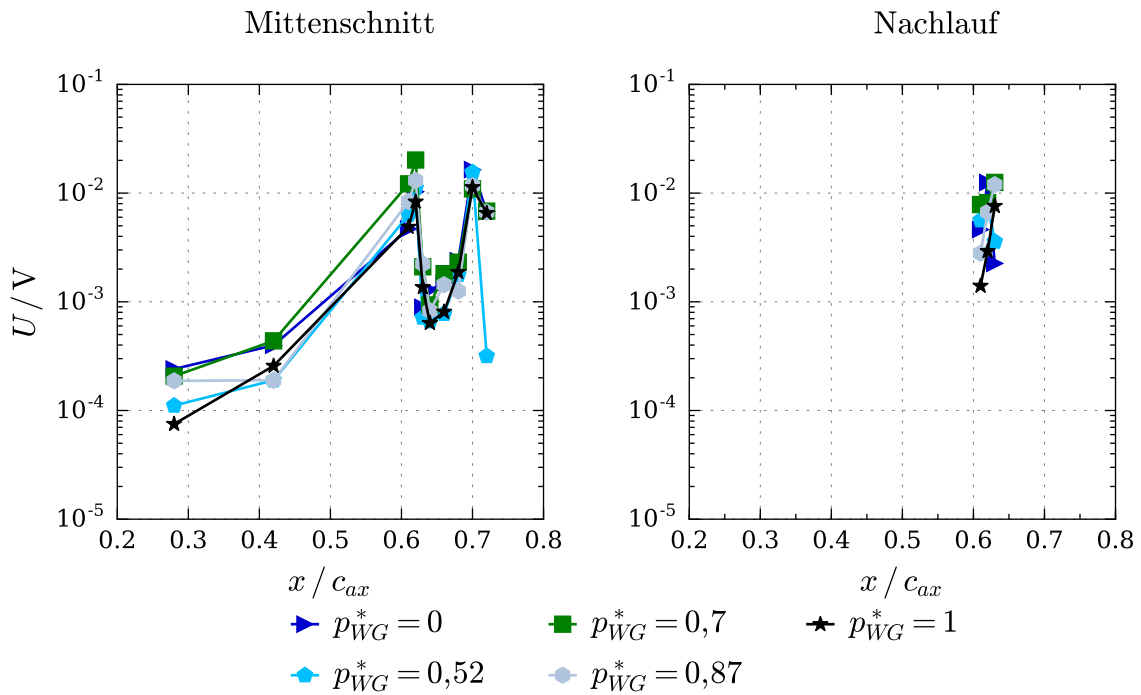


Abbildung 4.82.: Amplituden bei $f = 661$ Hz

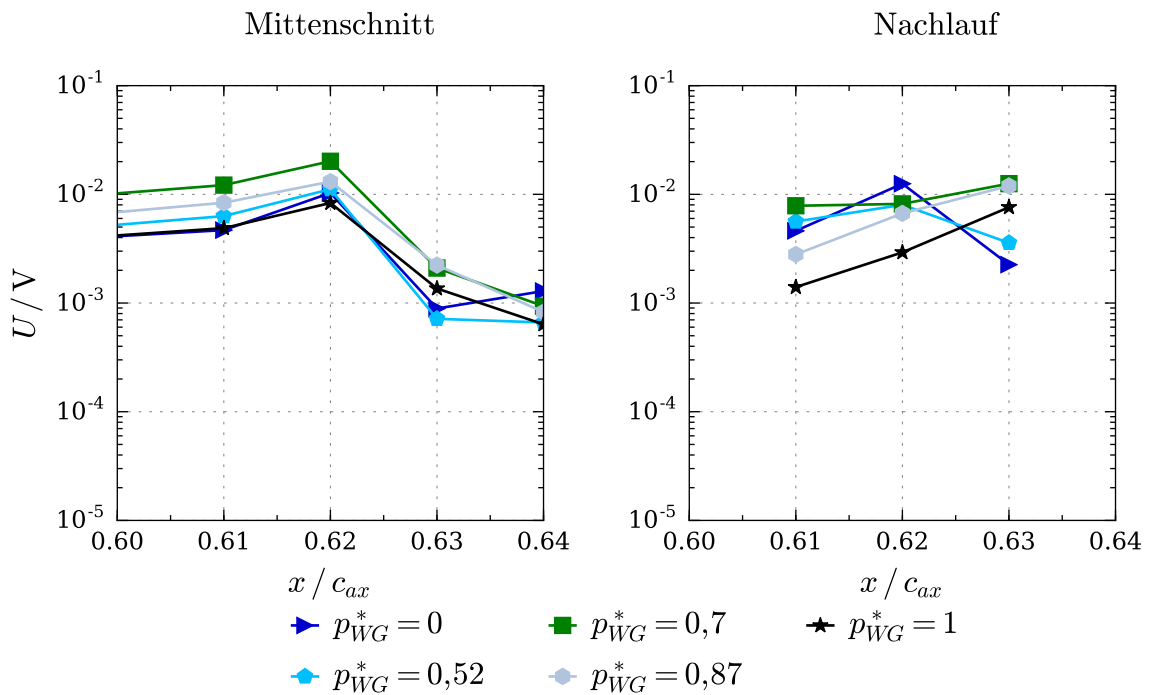


Abbildung 4.83.: Amplituden bei $f = 661$ Hz im Bereich der Ablöseblase

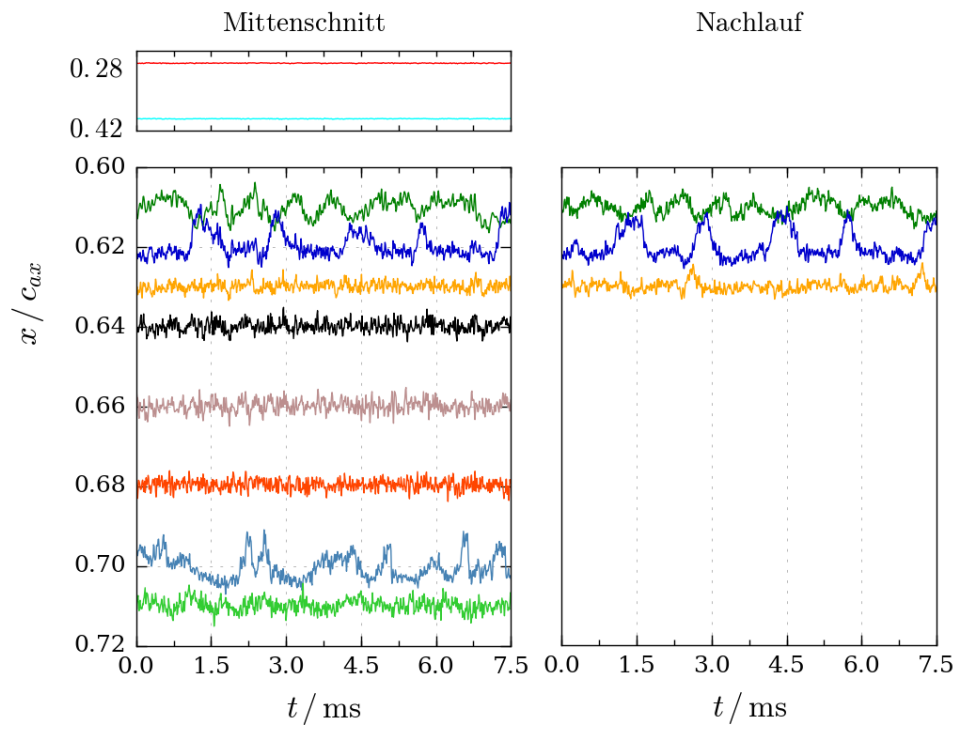


Abbildung 4.84.: Spannungssignal U' bei kontinuierlicher Ausblasung $p_{WG}^* = 0$

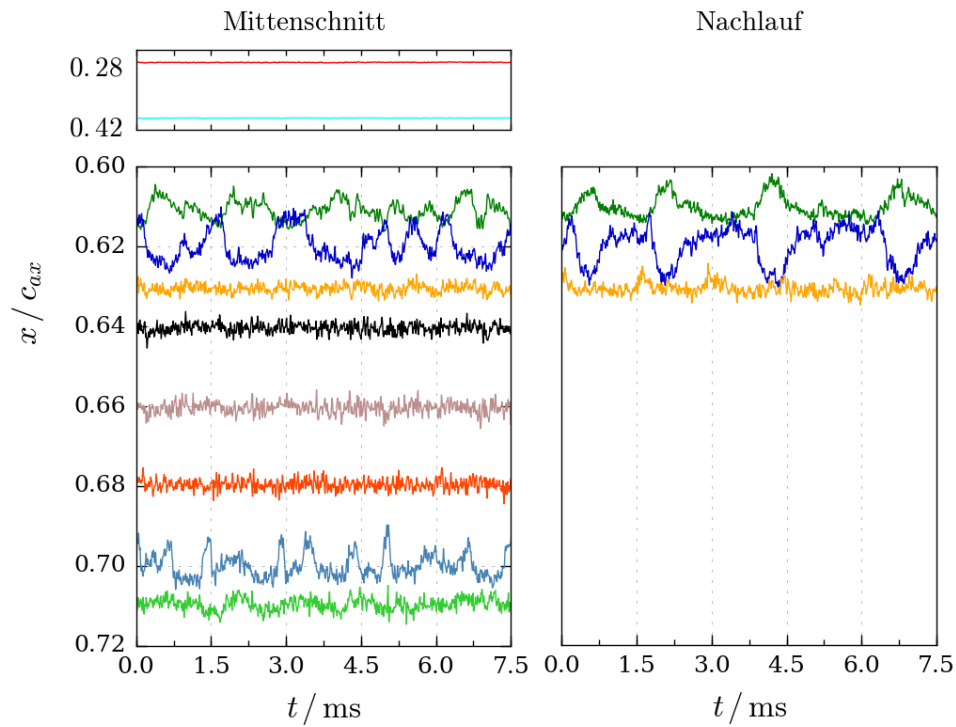


Abbildung 4.85.: Spannungssignal U' bei konstanter Ausblasung $p_{WG}^* = 0,52$

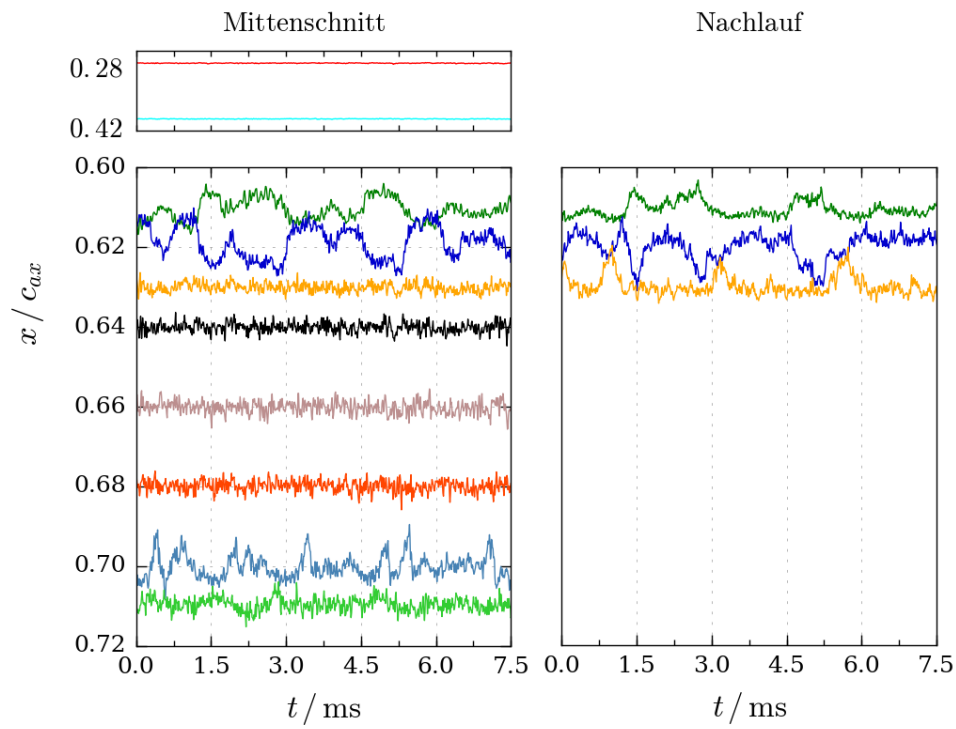


Abbildung 4.86.: Spannungssignal U' bei kontinuierlicher Ausblasung $p_{WG}^* = 0,7$

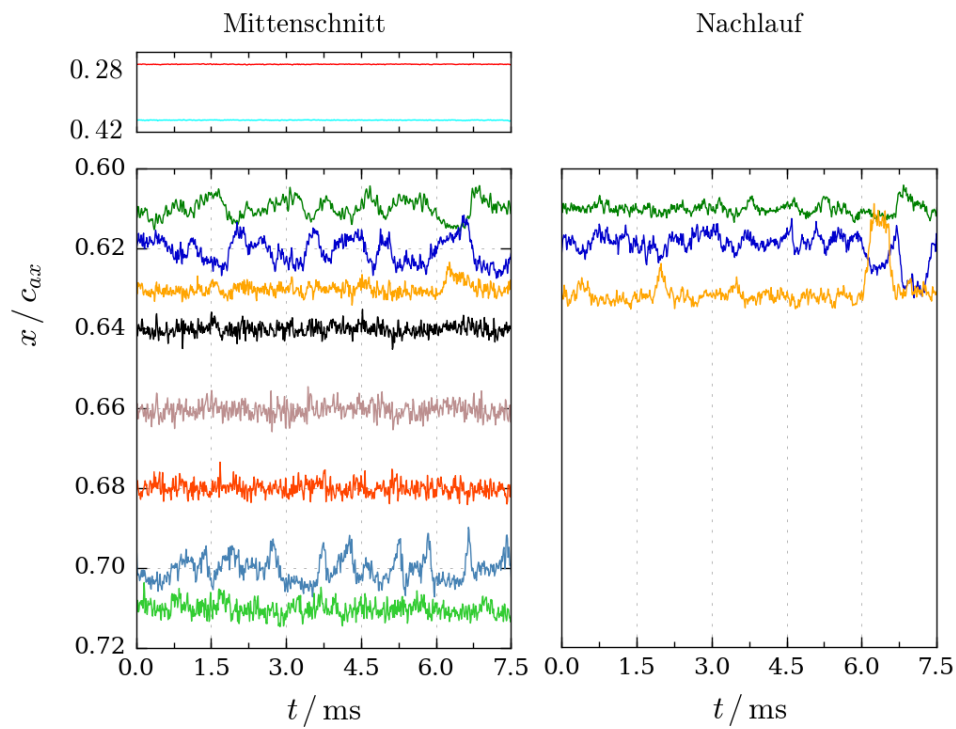


Abbildung 4.87.: Spannungssignal U' bei konstanter Ausblasung $p_{WG}^* = 0,87$

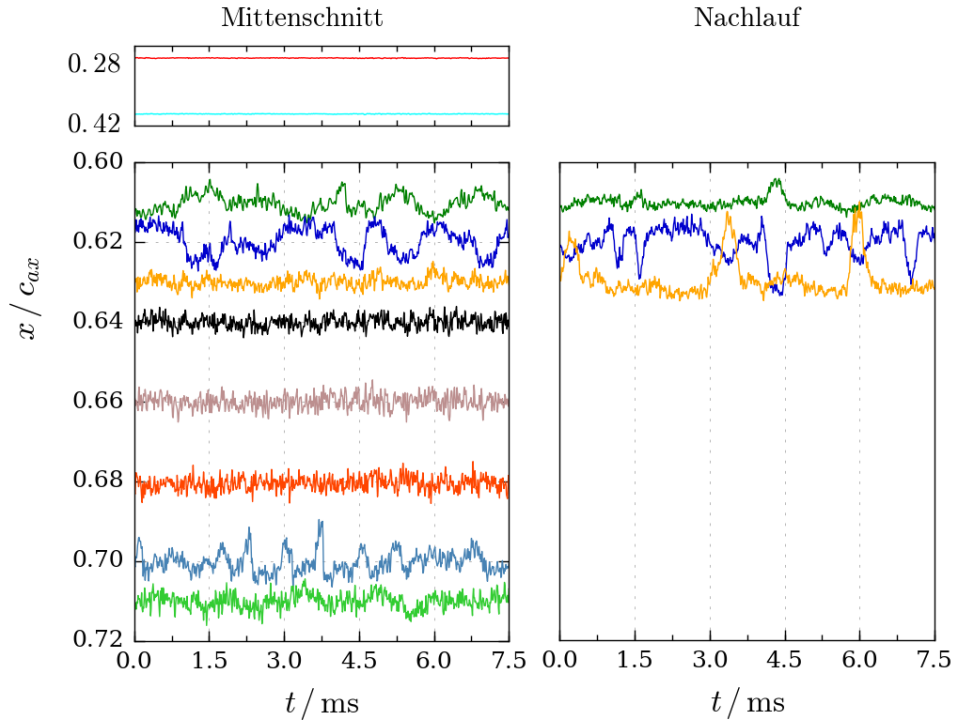
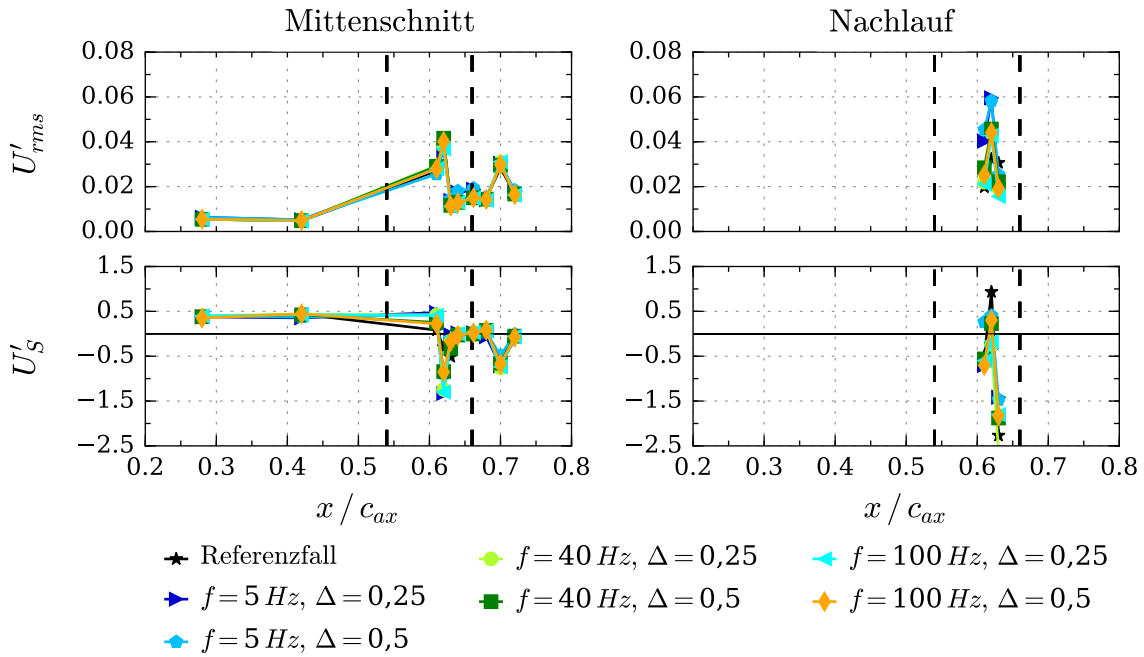

 Abbildung 4.88.: Spannungssignal U' bei konstanter Ausblasung $p_{WG}^* = 1$


Abbildung 4.89.: Statistische Auswertung der Heißfilmdaten bei gepulster Strömung

Statistische Auswertung der Heißfilmdaten bei gepulster Ausblasung: In Abbildung 4.89 sind die Heißfilmdaten bei den Pulsfrequenzen $f = 5$ Hz, 40 Hz und 100 Hz mit beiden Pulsbreiten dargestellt. Zusätzlich wird der Referenzfall der kontinuierlichen Ausblasung bei $p_{WG}^* = 0,7$ gezeigt. In den U'_{rms} -Werten zeigt sich die laminare und vollständig turbulente Grenzschicht an denselben Sensorpositionen wie im Referenzfall. Die Grenzschicht ist in allen Fällen bei $x/c_{ax} = 0,63$ vollständig turbulent. Aus Abbildung 4.68 geht hervor, dass sich der Ort der Ablöseblase nicht verändert. Aufgrund der Verteilung der Heißfilmsensoren kann eine Verschiebung der Ablöseblase durch diese nicht detektiert werden.

Heißfilmdaten bei gepulster Ausblasung: In Abbildung 4.90 bis 4.95 sind die Amplitudenspektren der Heißfilmdaten bei gepulster Ausblasung zu sehen. Die Pulsfrequenz ist in den Abbildungen grau hervorgehoben. Die Stoßfrequenz bei $f = 661$ Hz ist ebenfalls grau hervorgehoben. Die Größe der Stoßfrequenz wird durch das Pulsen nicht beeinflusst.

Im Bereich der Ablöseblase ($x/c_{ax} = 0,61$ und $0,62$) zeigen sich erhöhte Amplituden zwischen $f = 300$ Hz und 1000 Hz, da die instationäre Ablösung starke Schwankungen in der Geschwindigkeitsverteilung und somit in der Heizleistung der Sensoren verursacht. Am Mittenschnitt bei $x/c_{ax} = 0,63$ ist dieser Effekt nicht vorhanden und im Nachlauf der Wirbelgenerator-Bohrung lediglich sehr gering zu beobachten. Hier liegt die Grenzschicht an und ist vollständig turbulent. Es kann nicht unterschieden werden, ob die Grenzschicht im Nachlauf weiter stromab als am Mittenschnitt anlegt, oder ob die Wirbelgeneratorströmung selbst die erhöhten Geschwindigkeitsschwankungen verursacht. In der turbulenten Grenzschicht ist das gesamte Amplitudenspektrum gegenüber $x/c_{ax} = 0,28$ angehoben. Der Grund hierfür sind die höheren Geschwindigkeitsschwankungen in der turbulenten Grenzschicht. Dies ist bei allen Pulsfrequenzen gleich.

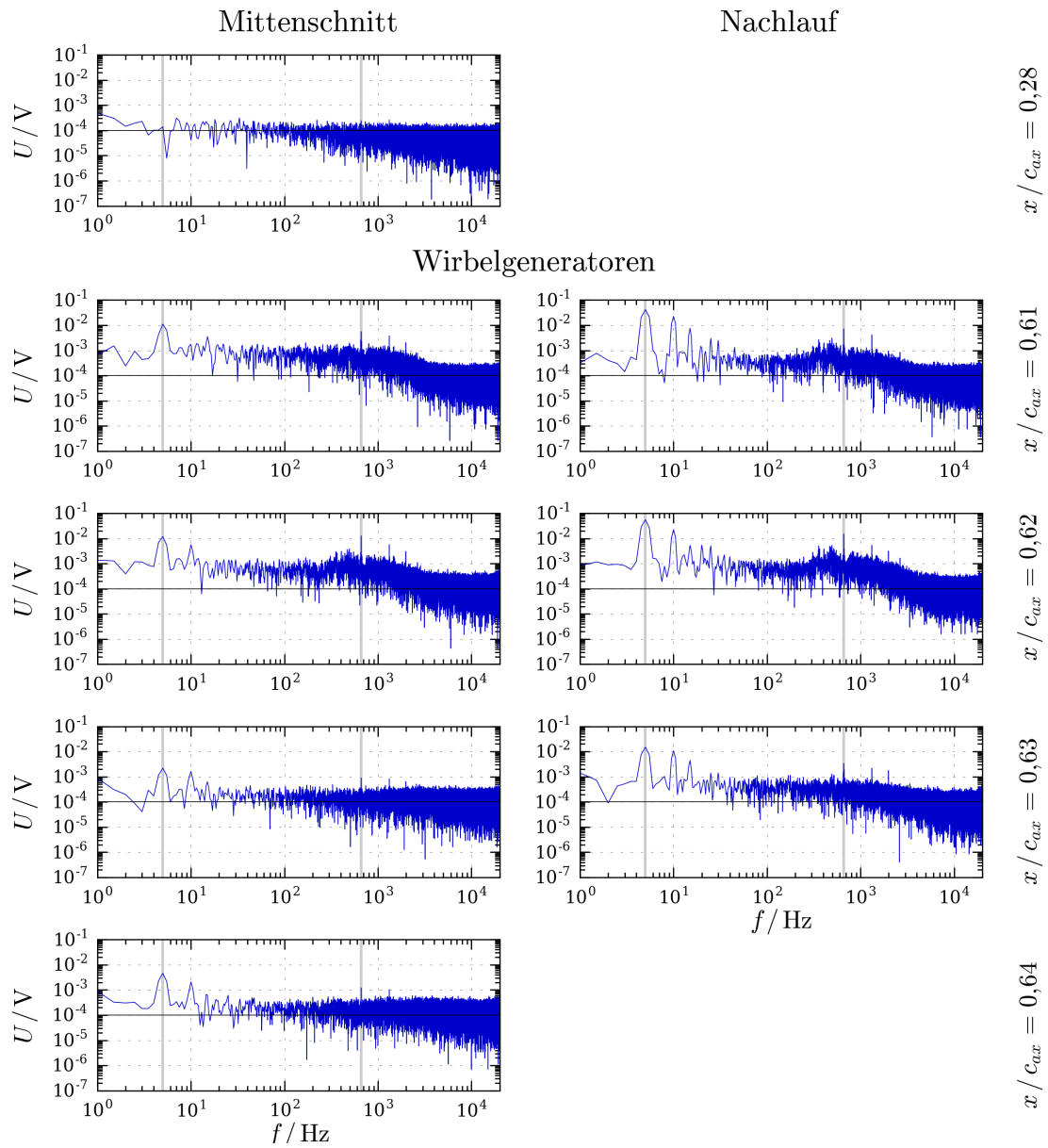


Abbildung 4.90.: Amplitudenspektrum bei $f = 5 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$

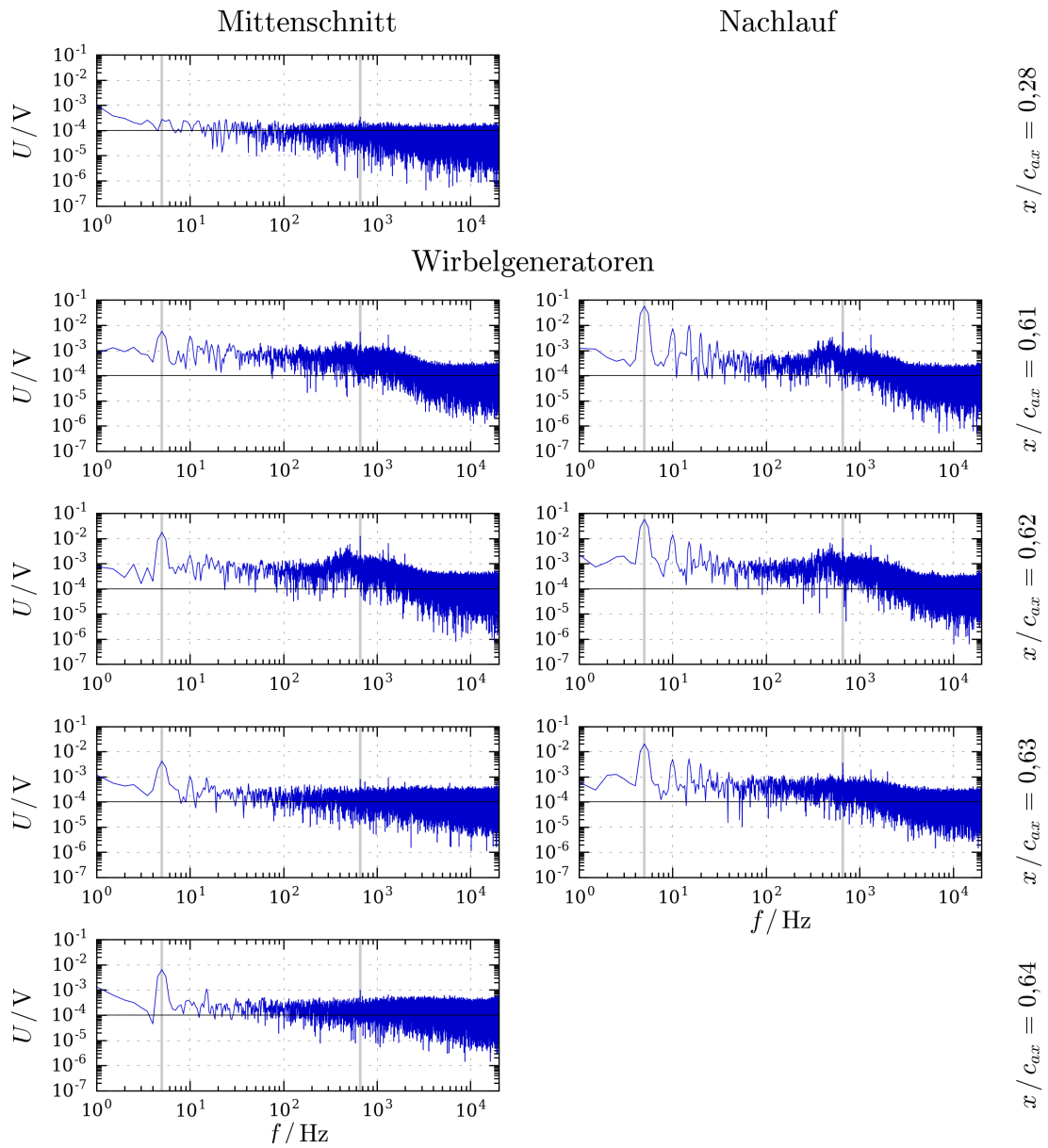


Abbildung 4.91.: Amplitudenspektrum bei $f = 5 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,5$

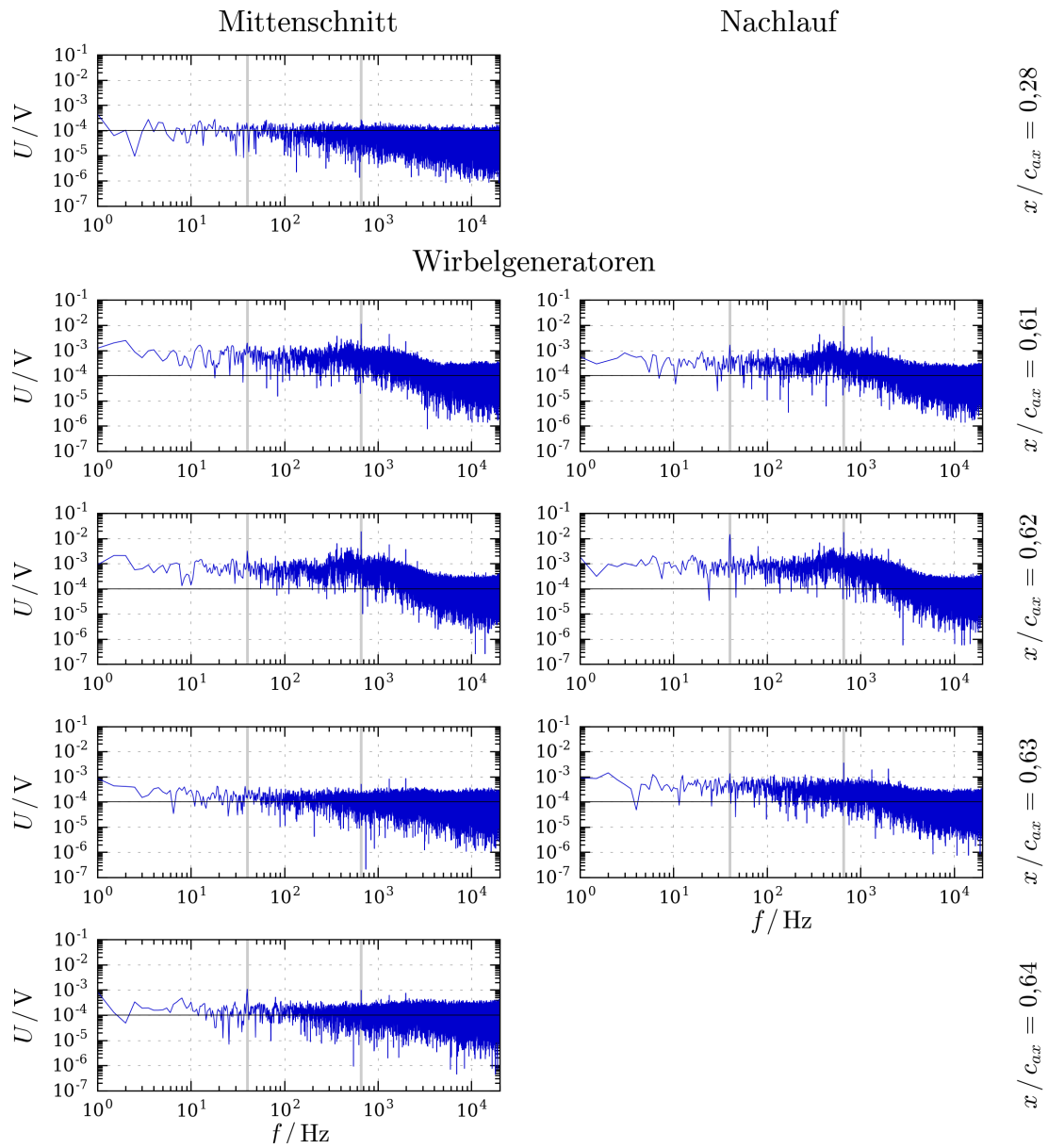


Abbildung 4.92.: Amplitudenspektrum bei $f = 40 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$

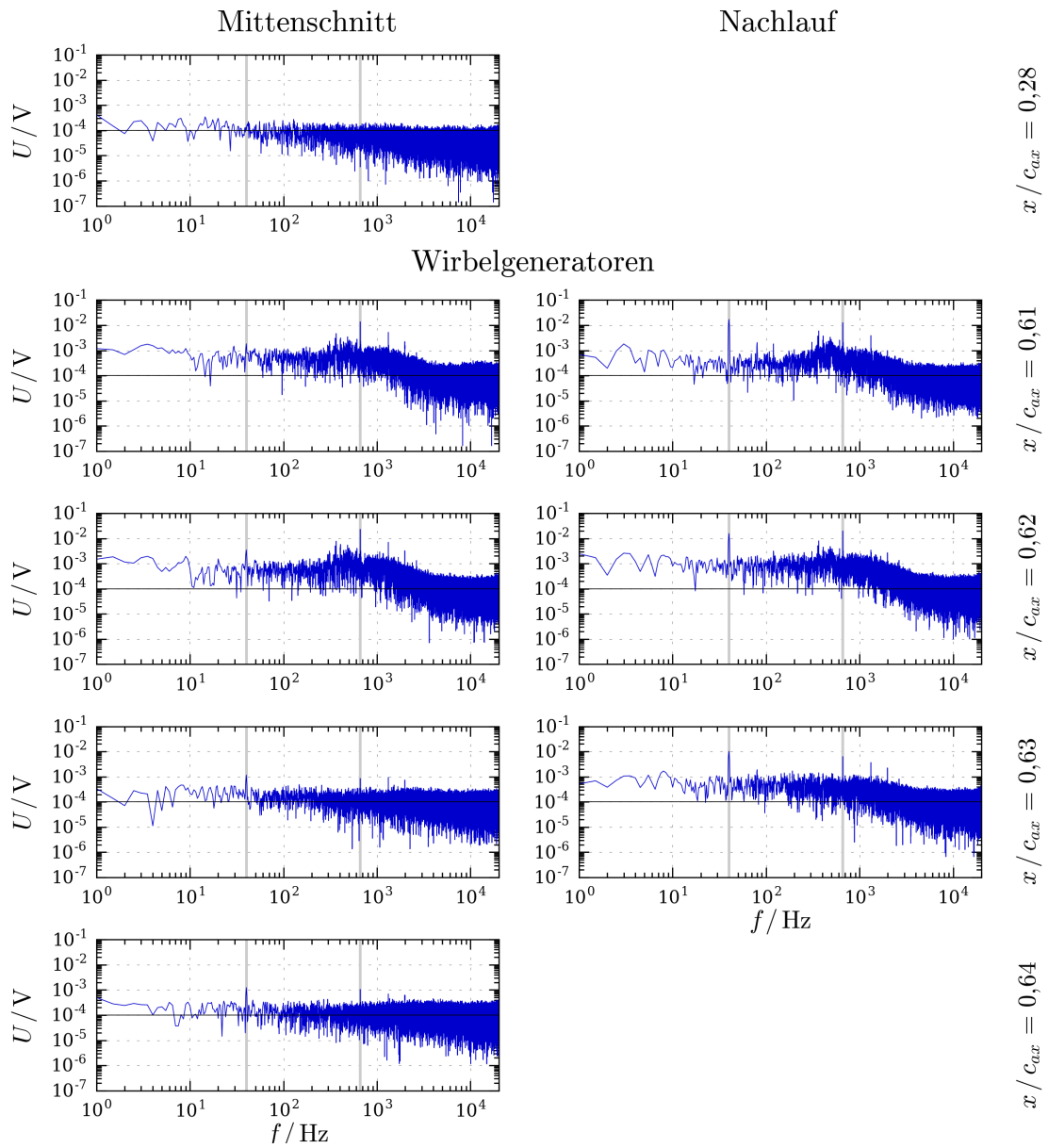


Abbildung 4.93.: Amplitudenspektrum bei $f = 40 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,5$

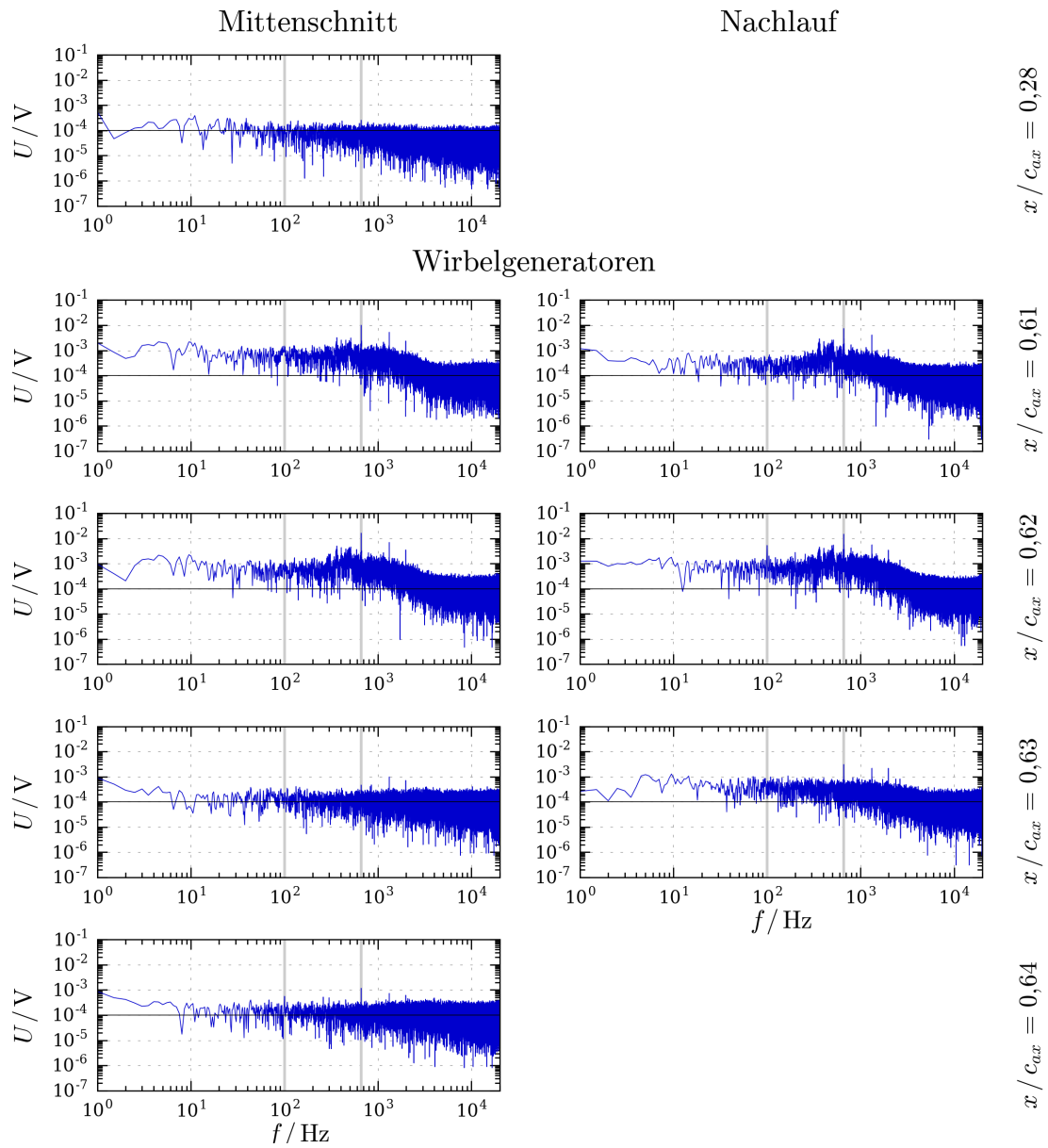


Abbildung 4.94.: Amplitudenspektrum bei $f = 100 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$

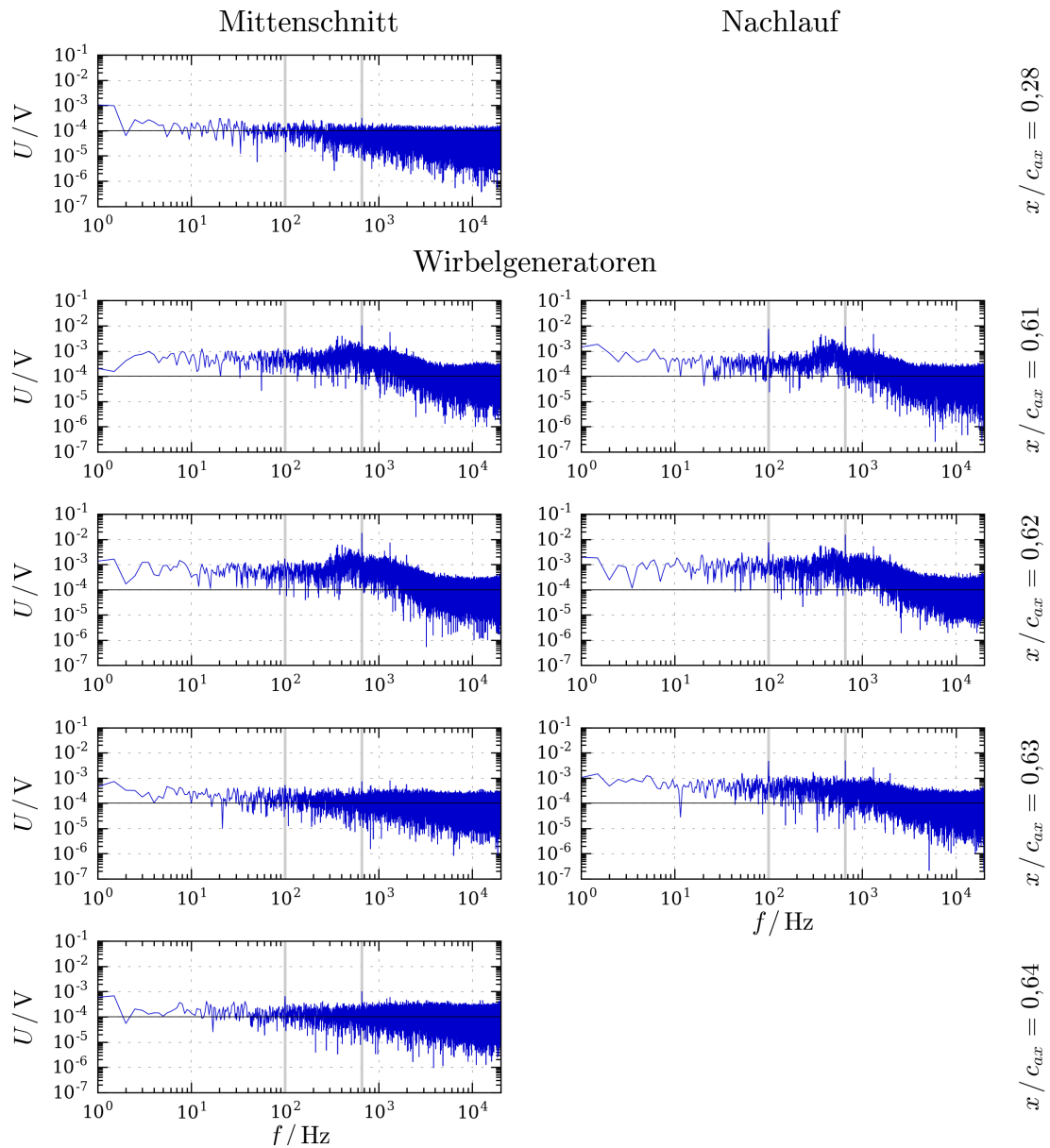


Abbildung 4.95.: Amplitudenspektrum bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,5$

In den Abbildungen 4.96 bis 4.101 sind die Zeitreihen der Spannungsfuktuationen U' bei gepulster Wirbelgeneratorströmung dargestellt. In Abbildung 4.96(b) wird eine Zeitreihe von $t = 7,5$ ms dargestellt, die fünf Perioden einer Frequenz von $f = 661$ Hz zeigt. Darunter wird die Zeitreihe über fünf Pulsperioden gezeigt. Im Folgenden werden die einzelnen Pulsfrequenzen anhand der Spektren und Zeitreihen diskutiert.

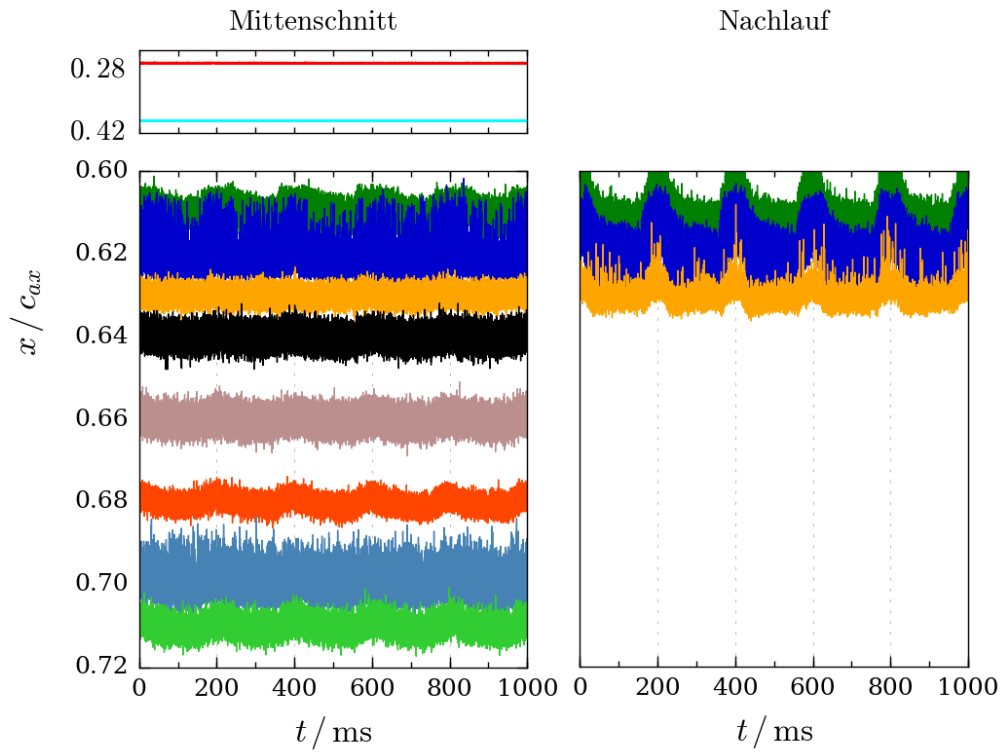
$f = 5$ Hz: In Abbildung 4.90 stromab der Wirbelgeneratoren zeigt sich bei der Pulsfrequenz von $f = 5$ Hz an den meisten Sensoren die höchste Amplitude. Die Amplitude der Stoßfrequenz bei $f = 661$ Hz ist ähnlich hoch wie die Pulsfrequenz. Neben der gemessenen Systemantwort bei $f = 5$ Hz, die sich aus der Pulsanregung mit $f = 5$ Hz ergibt, zeigen sich höher Harmonische als ganzzahlige Vielfache der Anregungsfrequenz. Besonders im Nachlauf des

Wirbelgenerators ergeben sich große Spannungsamplituden bei diesen Oberschwingungen. Die Stoßfrequenz und dessen höher Harmonische treten an allen Sensoren auf.

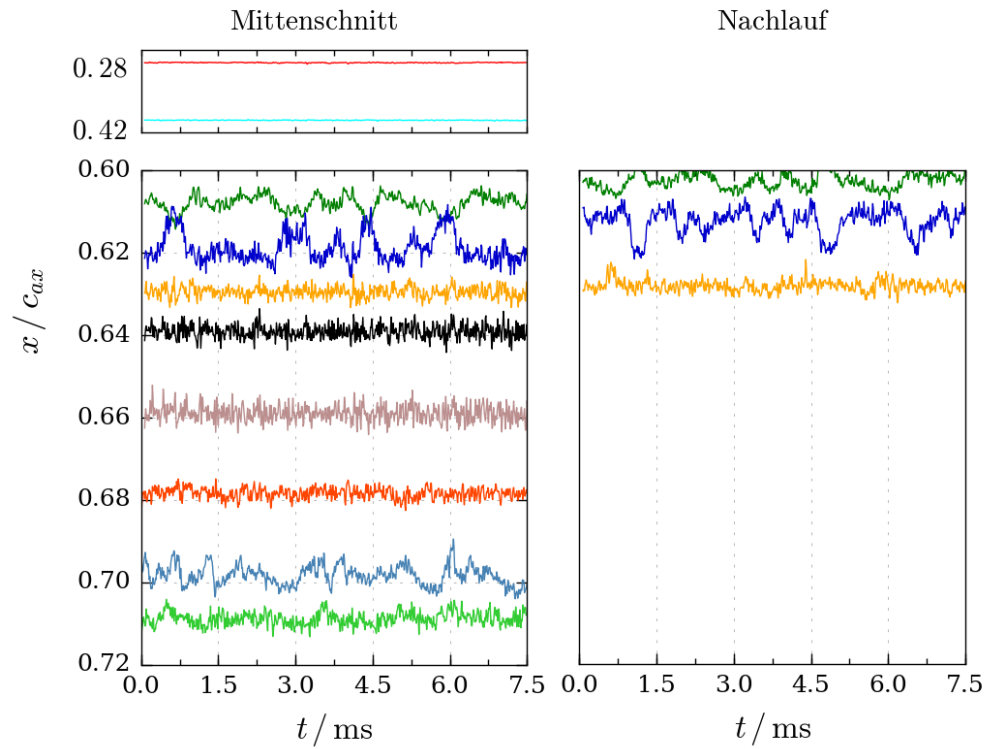
In Abbildung 4.96(a) ist die Auswirkung der gepulsten Ausblasung deutlich zu sehen. Der Effekt zeigt sich am stärksten im Nachlauf der Wirbelgeneratorbohrung. Alle 200 ms zeigt sich ein Peak in den Spannungsfuktuationen. Durch die Wirbelgeneratoren wird Luft mit einer Pulsbreite von $\Delta = 0,25$ ausgestoßen. Da sich hierdurch die Geschwindigkeitsschwankungen aufgrund der kinetischen Energie der Ausblasung erhöhen, kommt es zu Spitzen im Amplitudenspektrum, die mit der Pulsfrequenz auftreten. Der Einfluss ist im Nachlauf stärker als am Mittenschnitt. Bei $x/c_{ax} = 0,63$ nimmt der Einfluss bereits deutlich ab, was sich an einem kleineren Peak zeigt.

Im Spannungssignal in Abbildung 4.96(b) über $t = 7,5$ ms ist im Nachlauf bei $x/c_{ax} = 0,63$ ein deutlicher Unterschied gegenüber dem Referenzfall ohne Pulsen bei $p_{WG}^* = 0,7$ (Abbildung 4.86) auszumachen. Während sich die Ablöseblase im Referenzfall bis zu $x/c_{ax} = 0,63$ erstreckt, ist dies für die Ablöseblase in Abbildung 4.96(b) nicht zu erkennen. Die Machzahlverteilung in Abbildung 4.68 zeigt einen anderen Zustand: Hier ist die Länge und Position der Ablöseblase für die genannten Fälle gleich. Ursache für diese Unterschiede können die verschiedenen Messtechniken sein. PSP und Heißfilme sind Messtechniken auf der Modelloberfläche. Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit sind hierbei nicht zu vermeiden. Diese Unterschiede können sich in diesen unterschiedlichen Messergebnissen widerspiegeln.

Bei einer Pulsbreite $\Delta = 0,5$ in Abbildung 4.97 ist zu erkennen, dass die Peaks durch das längere Öffnen des Pulsventils deutlich breiter sind. Dies zeigt sich im Amplitudenspektrum in Abbildung 4.91 durch eine höhere Amplitude bei $f = 5$ Hz. Die Pulsfrequenz ist stromab des Stoßes bei $x/c_{ax} = 0,63$ abgeschwächt. An allen Sensoren ist die Pulsfrequenz im Spektrum und in der Zeitreihe deutlich zu erkennen. Ansonsten gelten die gleichen Erkenntnisse wie für die niedrige Pulsbreite.

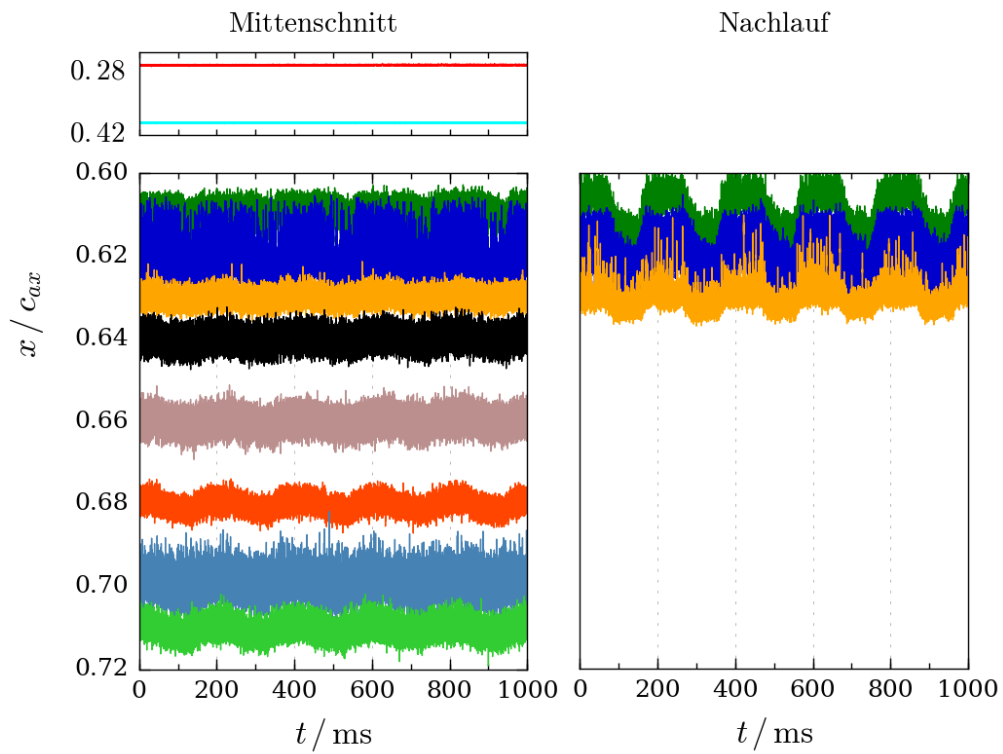


(a) fünf Pulsperioden der Wirbelgenerator-Ausblasung



(b) Ausschnitt über $t = 7,5$ ms bei aktiver Wirbelgenerator-Ausblasung

Abbildung 4.96.: Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$



(a) fünf Pulsperioden der Wirbelgenerator-Ausblasung

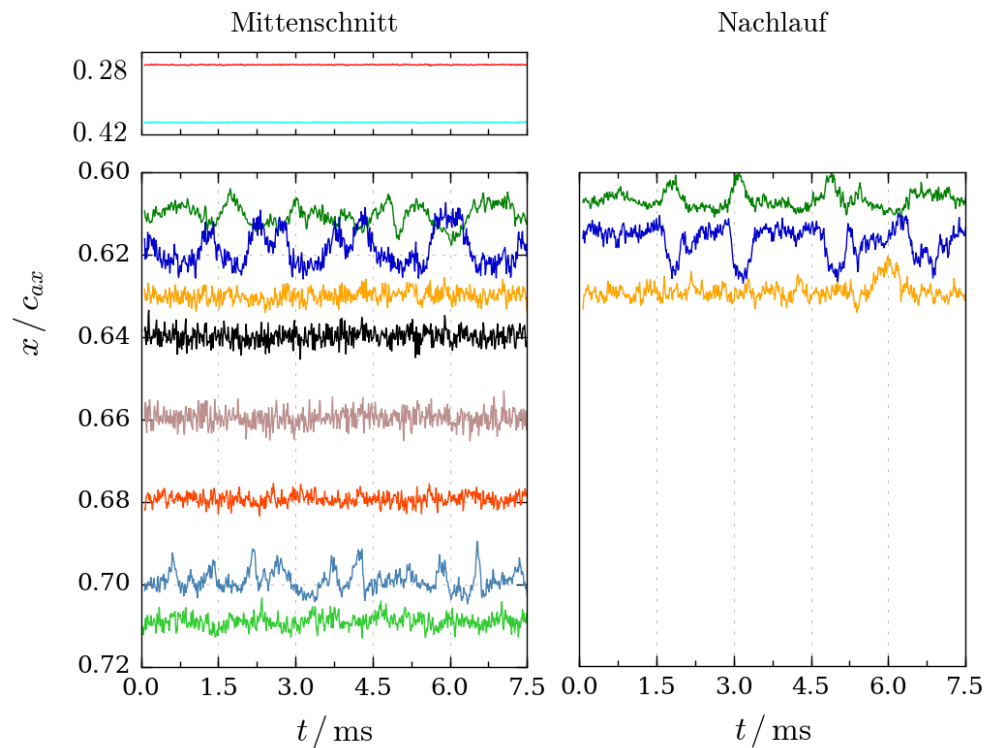
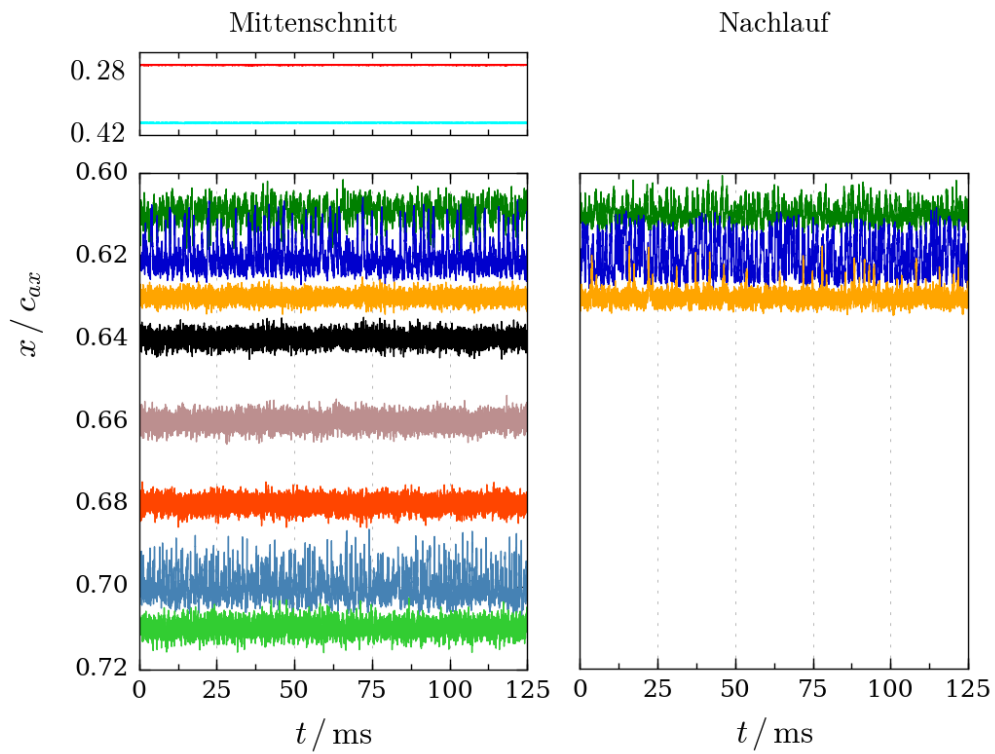
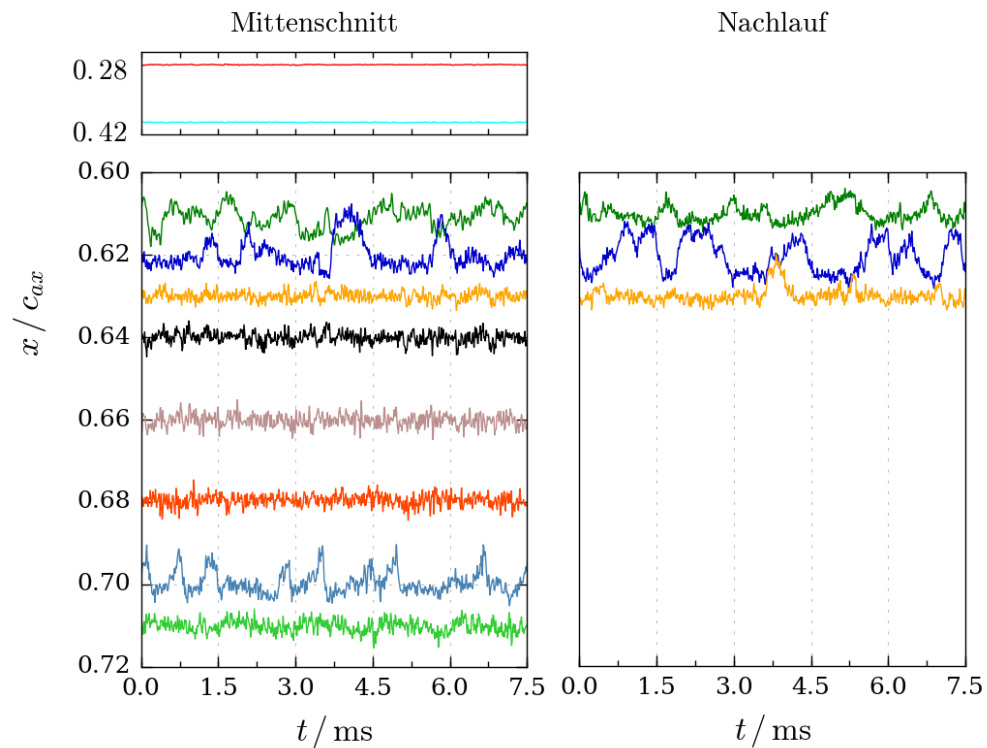

(b) Ausschnitt über $t = 7,5$ ms bei aktiver Wirbelgenerator-Ausblasung

Abbildung 4.97.: Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,5$

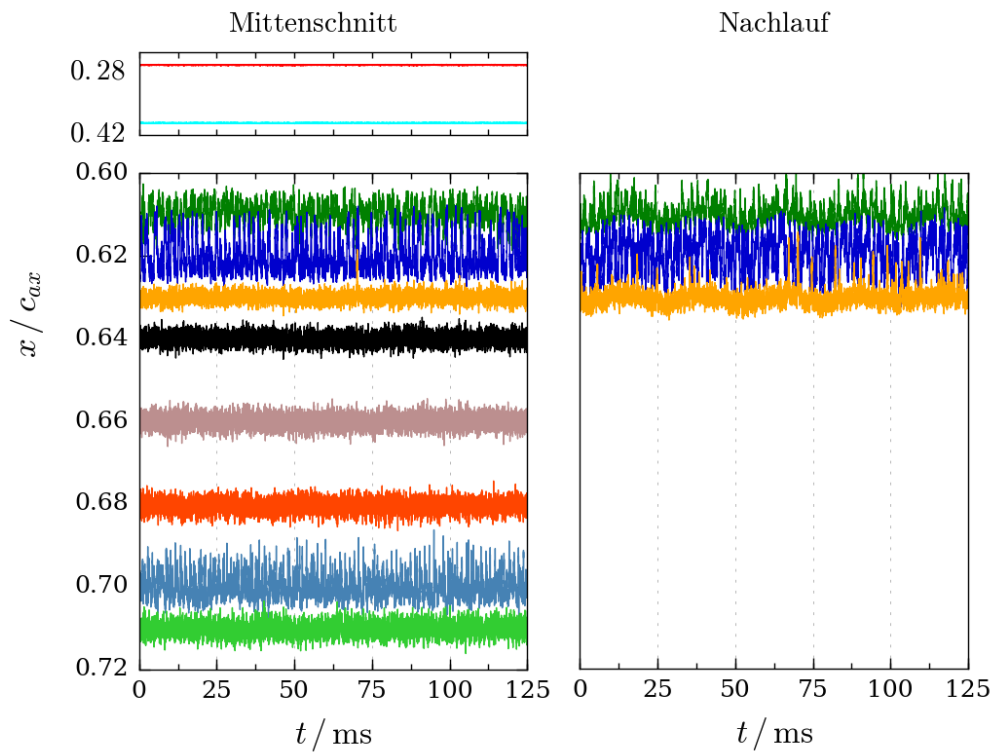


(a) fünf Pulsperioden der Wirbelgenerator-Ausblasung



(b) Ausschnitt über $t = 7,5$ ms bei aktiver Wirbelgenerator-Ausblasung

Abbildung 4.98.: Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,25$



(a) fünf Pulsperioden der Wirbelgenerator-Ausblasung

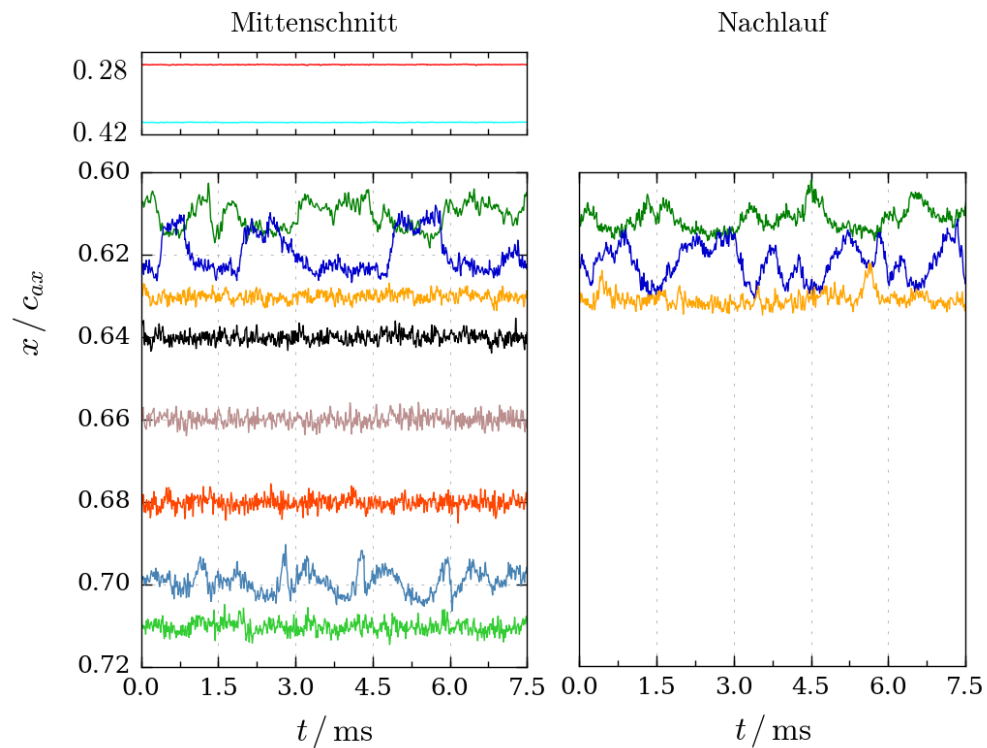
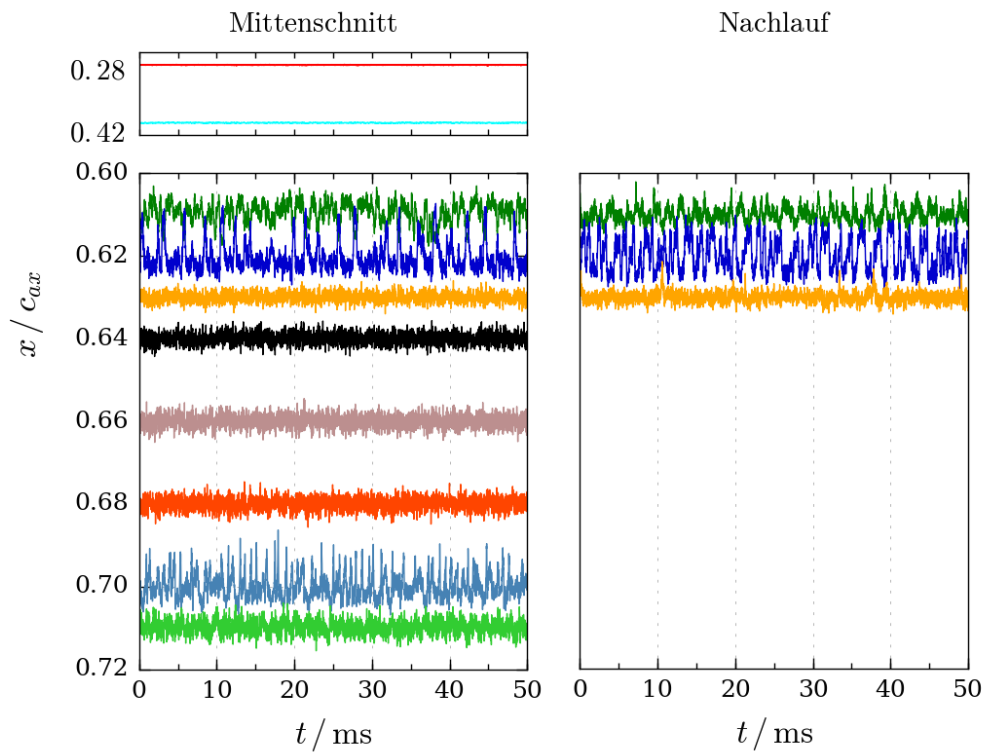
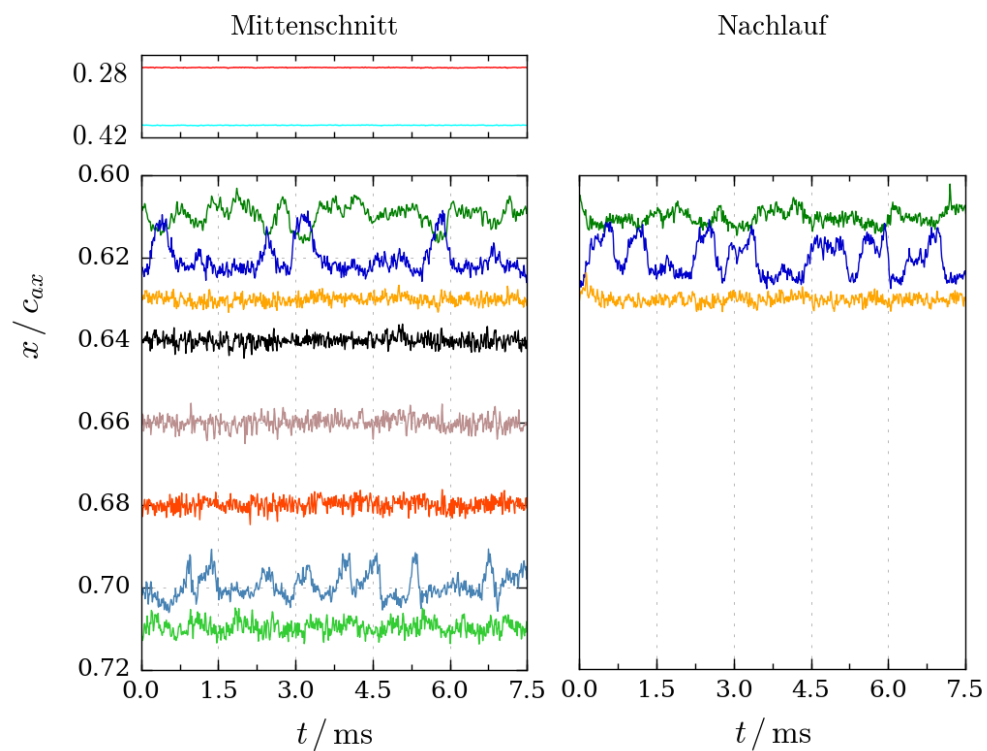

(b) Ausschnitt über $t = 7,5 \text{ ms}$ bei aktiver Wirbelgenerator-Ausblasung

Abbildung 4.99.: Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 40 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,5$

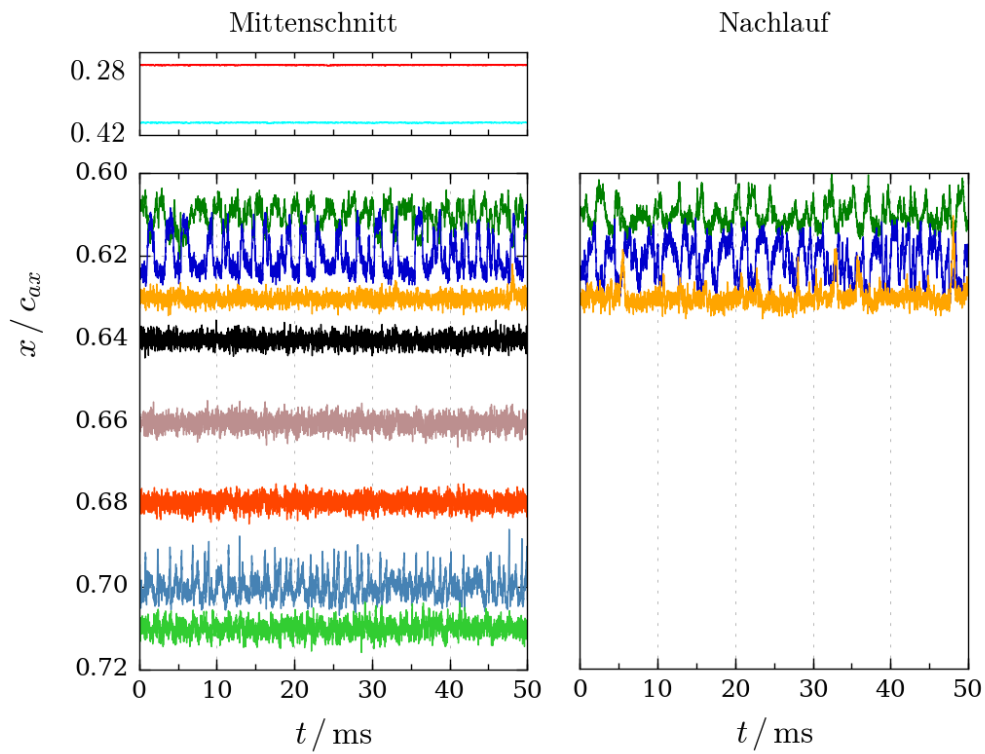


(a) fünf Pulsperioden der Wirbelgenerator-Ausblasung



(b) Ausschnitt über $t = 7,5$ ms bei aktiver Wirbelgenerator-Ausblasung

Abbildung 4.100.: Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,25$



(a) fünf Pulsperioden der Wirbelgenerator-Ausblasung

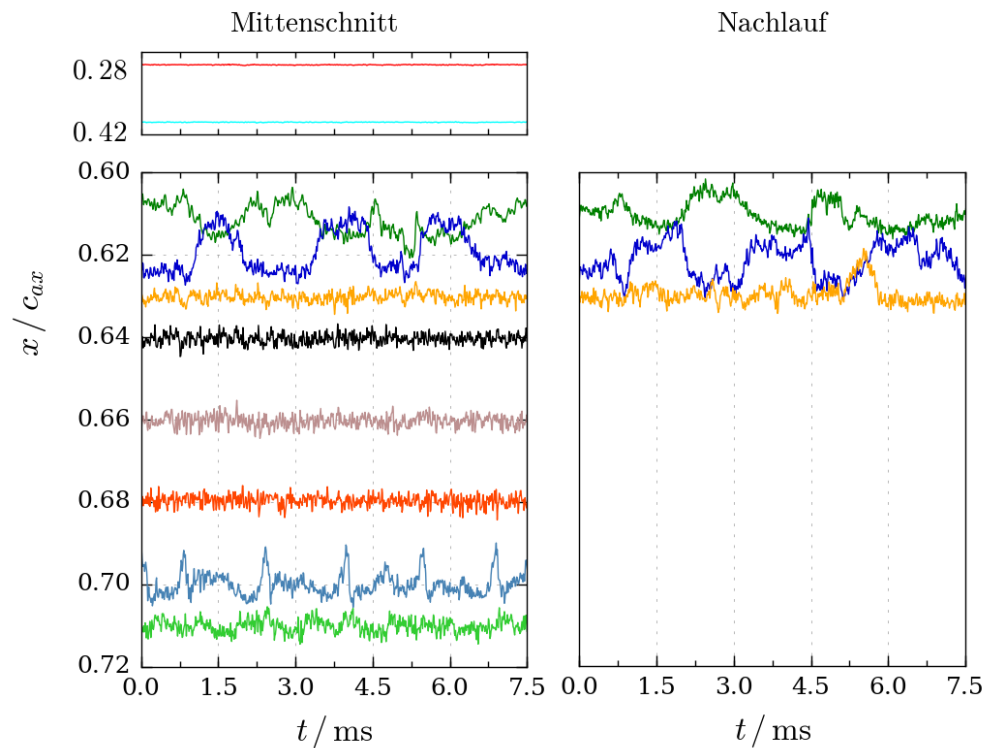

(b) Ausschnitt über $t = 7,5$ ms bei aktiver Wirbelgenerator-Ausblasung

Abbildung 4.101.: Spannungssignal U' bei gepulsten Wirbelgeneratoren $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,5$

$f = 40 \text{ Hz}$: In Abbildung 4.98 ist die Pulsfrequenz von $f = 40 \text{ Hz}$ bei $\Delta = 0,25$ dargestellt. Diese Frequenz entspricht einer Pulsdauer von $t = 25 \text{ ms}$. In Abbildung 4.98(a) werden fünf Pulsperioden gezeigt. Die Pulsfrequenz zeigt sich bei den Heißfilm-Sensoren im Nachlauf der Wirbelgeneratorbohrung erst bei $x/c_{ax} = 0,62$. Im Amplitudenspektrum in Abbildung 4.92 zeigt sich die Pulsfrequenz an der Position $x/c_{ax} = 0,61$ mit einer deutlich niedrigeren Amplitude als am Sensor stromab.

Bei einer Pulsbreite von $\Delta = 0,5$ in Abbildung 4.93 ist die Pulsfrequenz sowohl im Mittenschnitt als auch im Nachlauf zu erkennen. Der Einfluss der Ausblasung nimmt durch die höhere Pulsfrequenz zu. Der Vergleich der Pulsbreiten im Amplitudenspektrum zeigt, dass die Pulsfrequenz bei einer höheren Pulsbreite einen stärkeren Einfluss auf die Grenzschicht hat. Durch die höhere Pulsbreite steigt die Amplitude der Stoßfrequenz an allen Sensoren im Mittenschnitt und im Nachlauf. Dieses Verhalten ist bei einer Pulsfrequenz von $f = 5 \text{ Hz}$ nicht festzustellen.

Die Auswirkung auf die Ablöseblase zeigt sich im Nachlauf an Sensor $x/c_{ax} = 0,63$. Im Vergleich zur Referenz ohne Pulsen sinkt das gesamte Amplitudenniveau. Somit legt die Strömung weiter stromauf wieder an. Auch die Stoßfrequenz wird deutlich gesenkt. Im Mit-

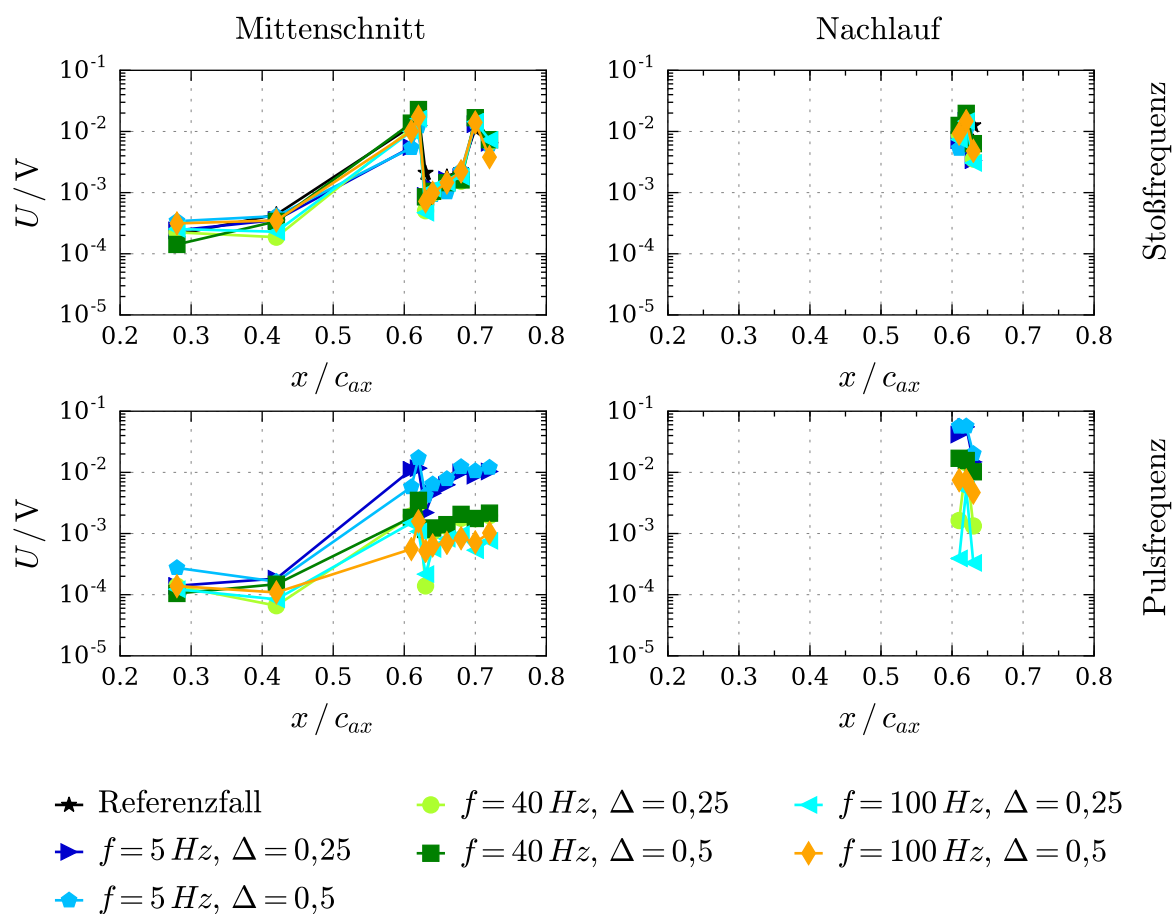


Abbildung 4.102.: Amplitude bei $f = 661 \text{ Hz}$ und der jeweiligen Pulsfrequenz

tenschnitt hebt sich die Pulsfrequenz in Strömungsrichtung zunehmend vom restlichen Amplitudenniveau ab. Die Stoßfrequenz bei $f = 661$ Hz bleibt bei der höheren Pulsfrequenz erhalten. Sie zeigt sich an allen Sensoren. Die Größe der Stoßfrequenz wird nicht durch die gepulste Wirbelgeneratorströmung beeinflusst.

$f = 100$ Hz: Der Einfluss des Pulsens auf die Grenzschicht hat gegenüber den anderen Pulsfrequenzen abgenommen. In der Zeitreihe in Abbildung 4.100 sind die Auswirkungen der gepulsten Strömung nicht zu erkennen. Dies ist auch für die höhere Pulsbreite in Abbildung 4.101 festzustellen. Im Amplitudenspektrum (Abbildung 4.94) zeigt die Stoßfrequenz im Vergleich zu den anderen gepulsten Strömungen die niedrigsten Amplituden. Lediglich an Sensor $x/c_{ax} = 0,61$ zeigt sich bei der Pulsfrequenz und einer Pulsbreite von $\Delta = 0,5$ im Amplitudenspektrum (Abbildung 4.95) eine hohe Amplitude.

Mittels der PSP-Messung konnte festgestellt werden, dass der Druckaufbau des Wirbelgenerators länger dauert als die Pulsdauer bei $f = 100$ Hz. Die Dauer des Druckaufbaus entspricht einer Pulsdauer bei einer Frequenz von $f \approx 50$ Hz. Dabei überraschen die Ergebnisse im Nachlauf bei $\Delta = 0,5$ in Abbildung 4.95. Es zeigt sich, dass bei $f = 100$ Hz erhöhte Amplituden detektiert werden. Somit kann die Strömung bei dieser Frequenz geringfügig beeinflusst werden.

Die Wirkung auf die Ablöseblase ist ähnlich wie bei den niedrigeren Pulsbreiten. Das gesamte Amplitudenniveau sinkt im Vergleich zum Referenzfall an Sensor $x/c_{ax} = 0,63$ bei beiden Pulsbreiten. Die Ablöseblase wird demnach auch bei dieser Pulsfrequenz verkürzt.

Amplitudenpeaks: In Abbildung 4.102 sind die Amplituden der Puls- und Stoßfrequenz dargestellt. Um diese Daten im Bereich der Ablöseblase genauer erkennen zu können, werden die Amplituden bei der Puls- und Stoßfrequenz im Bereich der Ablöseblase in Abbildung 4.103 gezeigt. Zusätzlich wird die Stoßfrequenz des Referenzfalls dargestellt. Die Amplituden der Pulsfrequenz bei $f = 5$ Hz sind höher als bei den anderen Frequenzen. Es wird anhand der PSP-Daten festgestellt, dass die Dauer des Druckaufbaus der Wirbelgeneratorströmung an der Schaufeloberfläche der Pulsdauer bei der Frequenz von $f = 50$ Hz entspricht. Somit ist ein gezieltes Pulsen über $f = 50$ Hz nicht möglich. Die Auswertung der Amplitudenspektren zeigt, dass dennoch vereinzelt erhöhte Amplituden gemessen werden können. Dieser geringe Einfluss der Pulsfrequenz zeigt sich in der Höhe der Pulsfrequenz-Amplitude, da sich bei einer Frequenzänderung von $f = 40$ Hz auf 100 Hz nur geringe Unterschiede zeigen.

Bei einer Pulsfrequenz von $f = 5$ Hz kann ein deutlicher Einfluss des Pulsens auf die Amplitude der Stoßfrequenz festgestellt werden: Bei der Stoßfrequenz von $f = 661$ Hz zeigt sich an Sensor $x/c_{ax} = 0,61$, dass bei $f = 5$ Hz die Amplitude gegenüber dem Referenzfall abgesenkt ist. Eine hohe Spannungsamplitude entspricht stärkeren Geschwindigkeitsschwankungen an dieser Stelle, wie sie durch einen schwingenden Stoß induziert wird. Wenn die Amplitude sinkt, kann dies eine Dämpfung der Stoßbewegung oder eine Verschiebung des Stoßes bedeuten.

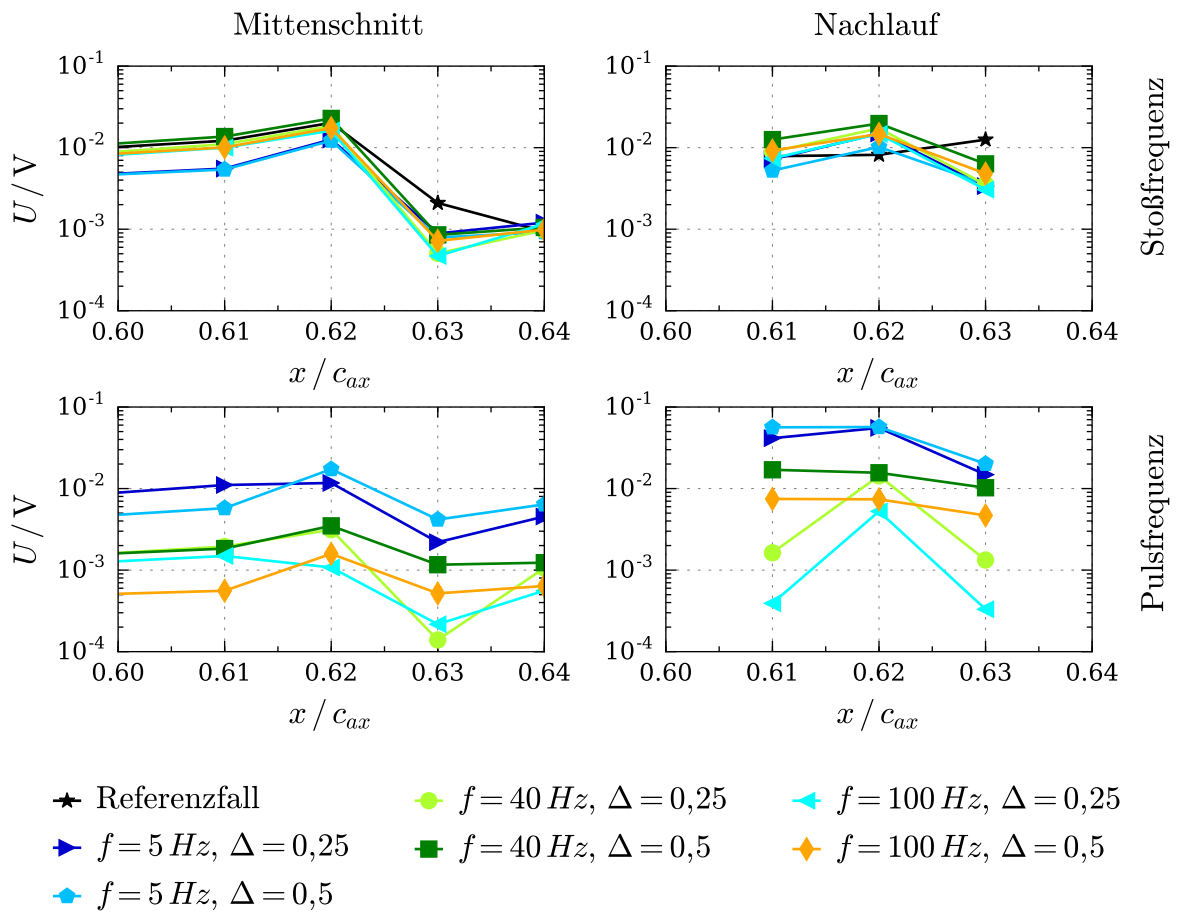


Abbildung 4.103.: Amplitude bei $f = 661$ Hz und der jeweiligen Pulsfrequenz im Bereich der Ablöseblase

Amplitudenspektren der PSP-Messung: In Abbildung A.9 bis A.14 sind die Amplitudenspektren bei aktivem gepulsten Wirbelgenerator der PSP-Messung dargestellt. Da die Messmethode den Druck und nicht die Temperatur erfasst, kann über den Grenzschichtzustand anhand dieser Amplitudenspektren keine Aussage getroffen werden. Die Stoßfrequenz wird auch mit dieser Messmethode bei $f = 661$ Hz bei allen Pulsfrequenzen im gesamten Strömungsfeld detektiert. Außerdem zeigen sich die Pulsfrequenzen durch erhöhte Amplituden im Amplitudenspektrum.

Die PSP-Beschichtung erfasst einen größeren Bereich als die Heißfilm-Sensoren. Es werden Amplitudenspektren von $x/c_{ax} = 0,51$ bis $0,8$ dargestellt. Der Bereich bei $x/c_{ax} = 0,51$ liegt stromauf der Wirbelgeneratorbohrungen bei $x/c_{ax} = 0,54$. Alle Pulsfrequenzen zeigen sich durch erhöhte Amplituden in den Amplitudenspektren bei $x/c_{ax} = 0,51$. Somit ist auch eine Wirkung der gepulsten Wirbelgeneratoren festzustellen. Stromab reicht der Effekt jedoch nicht bis $x/c_{ax} = 0,8$.

4.3.4. Nachlauftraversen

Inhomogene Nachläufe: In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Nachlaufmessung bei kontinuierlicher und gepulster Ausblasung dargestellt und verglichen. Die Ergebnisse der Nachlaufmessungen mit kontinuierlicher Wirbelgeneratorströmung sind in Abbildung 4.104 dargestellt. Die Sonde wird entlang des Mittenschnitts traversiert. Das Totaldruckverhältnis p_{02y}/p_{01} , die lokale Machzahl Ma_{2y} und der Umfangswinkel β_{2y} sind über der relativen Traversierhöhe dargestellt. Bei $(y - y_0)/t = 2$ befindet sich die Mitte der Nachlaufdelle im Druckfeld. Die Strömung der Saugseite ist bei $(y - y_0)/t < 2$ und die Strömung der Druckseite bei $(y - y_0)/t > 2$ zu sehen. Die benachbarten Nachläufe befinden sich bei $(y - y_0)/t = 1$ und 3.

In Abbildung 4.104 ist die Nachlaufmessung an der Filmkühlschaufel bei $c_m = 1,6\%$ als Referenzfall dargestellt (vgl. Abbildung 4.47). Im Totaldruckverhältnis und der Machzahlverteilung sind keine signifikanten Unterschiede zwischen dem Referenzfall und den Ergebnissen bei Wirbelgeneratorströmung zu erkennen. Beim Umfangswinkel β_{2y} zeigt sich ein Unterschied zwischen den Ergebnissen der Filmkühlschaufel und der Wirbelgeneratorschaufel von $\Delta\beta_{2y} = 0,5^\circ$. Diese Winkeländerung liegt innerhalb der Fertigungs- und Einbautoleranzen der Kaskade, was weitere Schlussfolgerungen auf Basis der Winkeländerung verhindert. Generell ist der Abströmwinkel ein wichtiges Kriterium zur Bewertung von Turbinen, da über diesen festgelegt wird, wie die nachfolgende Schaufelreihe angeströmt wird. Da der Winkel β_{2y} je-

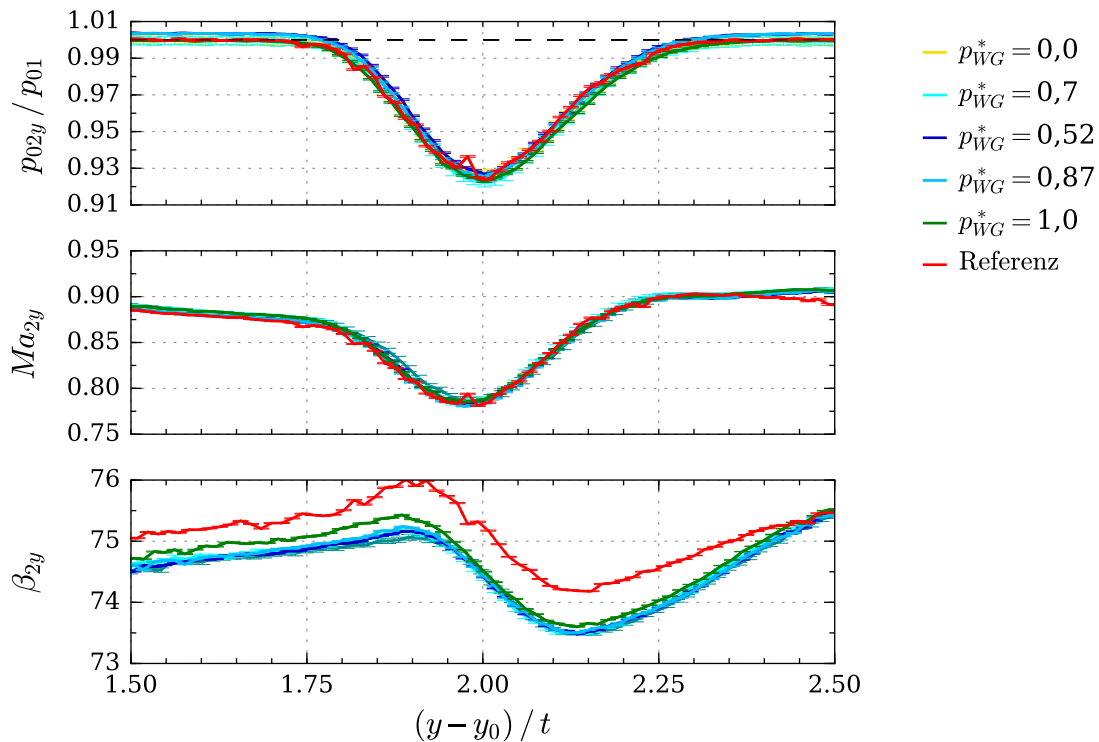


Abbildung 4.104.: Nachläufe bei kontinuierlicher Ausblasung

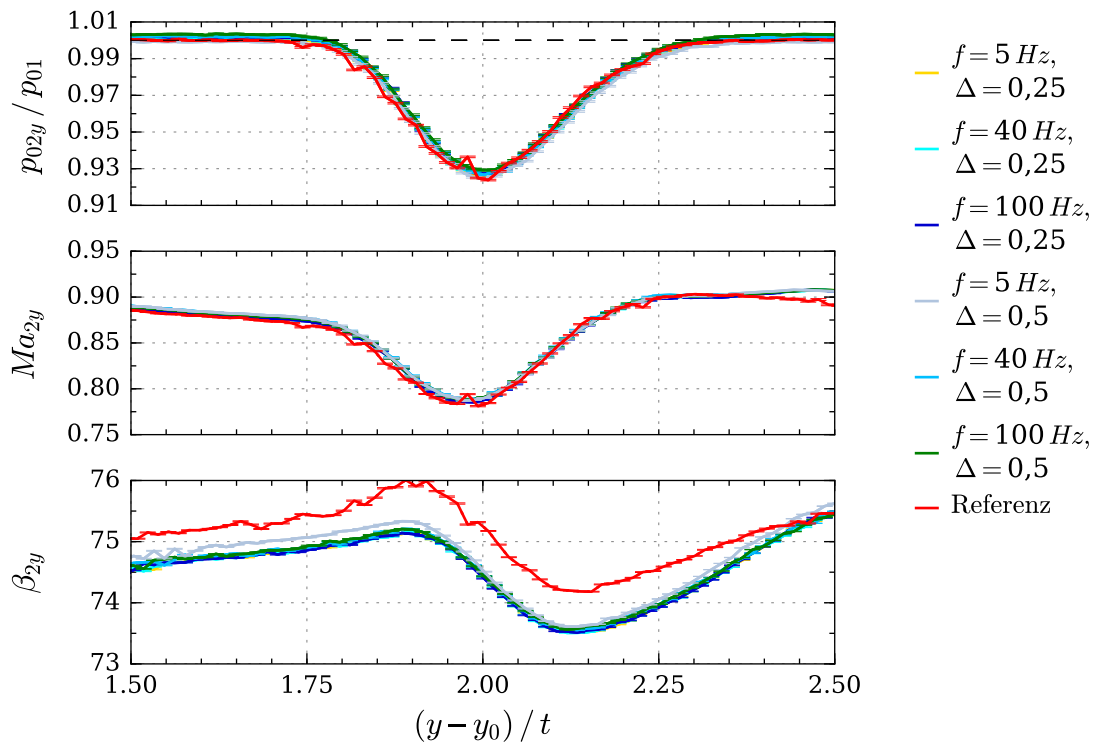


Abbildung 4.105.: Nachläufe bei gepulster Ausblasung

doch bei der Berechnung des Verlustkoeffizienten nicht mit berechnet wird (vgl. Gleichung 3.21), hat die Änderung von β_{2y} keinen direkten Einfluss auf die weiteren Bewertungsgrößen dieser Untersuchung.

In Abbildung 4.105 sind die Nachläufe bei gepulster Wirbelgeneratorströmung dargestellt, wobei sich ein vergleichbares Ergebnis zu der kontinuierlichen Ausblasung zeigt. Die gepulste Strömung wird durch die Drucksensoren nicht aufgelöst. Von der Sondenbohrung bis zum Drucksensor ergeben sich Schlauchlängen bis zu 3 m. Dadurch ergibt sich ein gemittelter Druck, der durch die Drucksensoren erfasst wird.

Homogenisierte Nachläufe: Im Weiteren werden die relativen thermodynamischen Verluste ξ_{th}^* der homogenisierten Größen der Nachlaufmessung betrachtet. Die Position in Umfangsrichtung ist kontinuierlich bei $(y - y_0)/t = 2$. Die Betrachtung der Verlustkoeffizienten wird auf den Mittenschnitt ($z^* = 0,42$) reduziert, mit Ausnahme der Abbildungen der spannweitigen Variationen. Hierbei wird die spannweitige Position mit der Teilung z_{WG} der Wirbelgeneratoren normiert. Zur Erläuterung der spannweitigen Traversierung dient Abbildung 4.106. Ein Mittelpunkt einer Wirbelgeneratorbohrung liegt bei $z^* = 0$ und der nächste bei 1. Eine Teilung wird durch sechs Messpositionen aufgelöst. Der Ausblaswinkel der Wirbelgeneratoren geht in Richtung ansteigender z^* -Werte. Der Mittenschnitt der Schaufel liegt bei $z^* = 0,42$ und ist durch eine gestrichelte Linie in Abbildung 4.106 hervorgehoben.

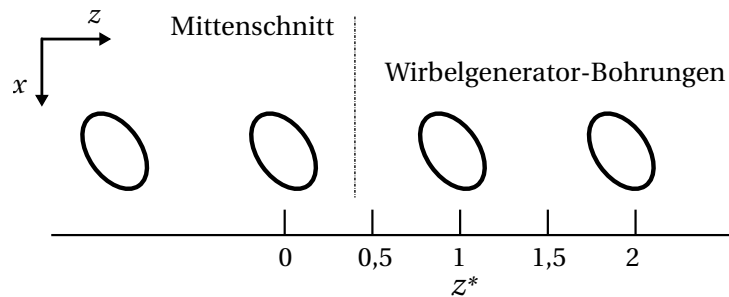


Abbildung 4.106.: Spannweitung Messbereich

Die Verlustkoeffizienten werden auf den Verlustkoeffizienten des Referenzfalls (Filmkühlschaufel, $c_m = 1,6\%$) bezogen. Da das Wirbelgenerator-Teilungsverhältnis $t/\Phi = 15$ beträgt, ergibt sich eine spannweite Variation der Verluste. Aus diesem Grund werden Nachlauftraversen an sechs unterschiedlichen spannweiten Positionen gefahren. Die Homogenisierung wird für jede spannweite Traversierung separat durchgeführt.

Verlustkoeffizient über Kavitätsdruck p_{WG} : Abbildung 4.107 zeigt die Verlustkoeffizienten über dem Kavitätsdruck p_{WG} am Mittenschnitt. Die Messunsicherheit, die sich aus dem theoretischen Messfehler der Drucksensoren ergibt, ist bei den meisten Fällen groß. Der Grund für die große Messunsicherheit liegt an der Temperaturdifferenz am Sensor zwischen Kalibrierung und Temperatur bei der Messung. Die Kalibrierung wird bei Umgebungstemperatur durchgeführt und die Messung findet stets bei der gleichen Temperatur statt. Somit ergibt sich der Messfehler pro Tag durch das Temperaturdelta zwischen der Umgebungstemperatur bei der Kalibrierung und Temperatur bei der Messung. Der Fehler besteht aus einem statischen und einem temperaturabhängigen Teil. Der temperaturabhängige Anteil des Fehlers beträgt zwischen 65 % und 82 %. Messungen, die am selben Tag durchgeführt wurden, sind mit derselben Farbe markiert. In Abbildung 4.107(a) zeigt sich ein Anstieg des thermodynamischen Verlustkoeffizienten ξ_{th} mit steigendem Kavitätsdruck p_{WG} , wenn die Messungen am selben Tag stattgefunden haben.

Der Verlustkoeffizient wird unter anderem durch die Größe der Ablösung (je größer die Ablösung, desto größer ξ_{th}) und die Stoßstärken im Bereich der SGI (je stärker der Stoß, desto größer ξ_{th}) beeinflusst. Beide Mechanismen sollten zu einer kontinuierlichen Änderung der Verlustkoeffizienten bei einem Anstieg von p_{WG} führen, was in den Messungen jedoch nicht festgestellt wird. Die Änderung der Verlustkoeffizienten ist daher wahrscheinlich durch einen systematischen Messfehler beeinflusst, der sich aus der Temperaturabhängigkeit des Messsystems an den einzelnen Messtagen ergibt. Es können somit lediglich Messungen miteinander verglichen werden, die am selben Tag durchgeführt wurden. Werden die Messergebnisse tageweise betrachtet, kann eindeutig festgestellt werden, dass der Verlustkoeffizient mit p_{WG} ansteigt.

Ein Vergleich zum Referenzfall der Filmkühlschaufel kann hierdurch nicht gezogen wer-

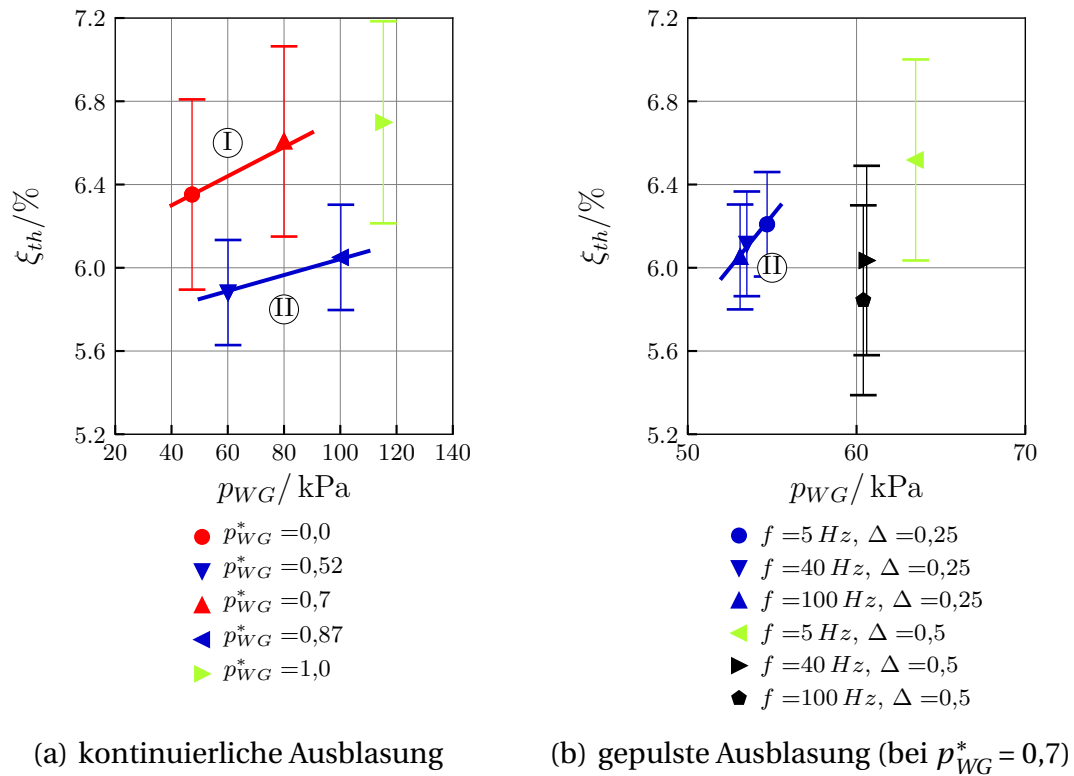


Abbildung 4.107.: Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient über dem Kavitätsdruck p_{WG} am Mittenschnitt

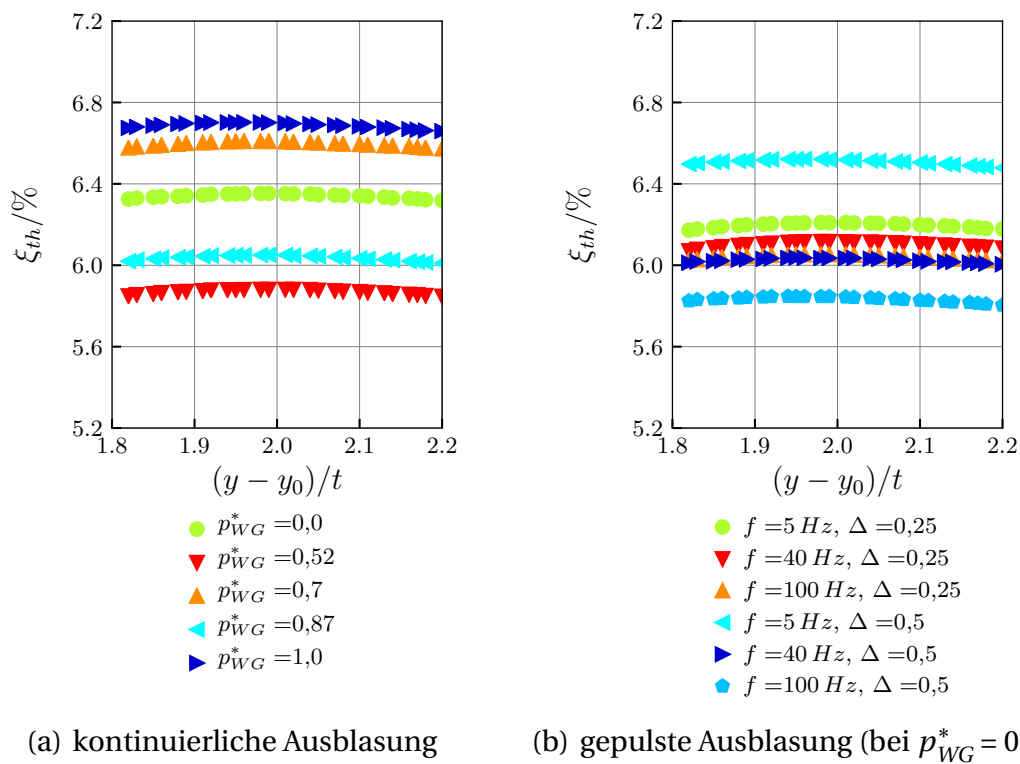


Abbildung 4.108.: Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient in Umfangsrichtung

den, da zwischen beiden Messungen ein Umbau der Kaskaden notwendig ist, und diese daher nicht am selben Tag durchgeführt werden können. Dieses Problem bliebe auch im Fall einer Wiederholungsmessung bestehen, weswegen der gesamte Versuchsaufbau mit einem hochwertigerem Messsystem durchgeführt werden müsste, dass eben diese Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur nicht aufweist. Dennoch lassen sich aus den vorhandenen Daten Rückschlüsse zur Bewertung des thermodynamischen Verlustkoeffizienten ziehen.

Der thermodynamische Verlustkoeffizient ξ_{th} steigt mit ansteigendem p_{WG}^* und sinkt mit steigender Pulsfrequenz f . Auch der Unterschied zwischen kontinuierlicher und gepulster Strömung kann anhand der Messungen festgestellt werden: Wenn man den Einfluss der Temperaturabhängigkeit des Messsystems berücksichtigt und in erster Näherung eine lineare Variation von ξ_{th} mit p_{WG}^* annimmt, ergibt sich für die Messreihe (II) in Abbildung 4.107(a), dass $p_{WG}^* = 0,7$ zu einem Verlustkoeffizienten von $\xi_{th} \approx 6 \%$ führt (Zur Verdeutlichung ist dies zusätzlich in Abbildung 4.109 dargestellt). Dieser angenommene Wert kann als Referenz für die gepulsten Ergebnisse aus Messreihe (II) in Abbildung 4.107(b) dienen. Bei gepulster Ausblasung und $p_{WG}^* = 0,7$ ist $\xi_{th} \geq 6,05 \%$ für alle untersuchten Pulsfrequenzen und der niedrigen Pulsbreite. Somit erhöht sich der thermodynamische Verlustkoeffizient ξ_{th} durch das Pulsen bei niedriger Pulsbreite. Während der Messung werden die Regelparameter für die Ausblasgrößen wie bei der kontinuierlichen Ausblasung konstant gehalten, was dazu führt, dass in Summe weniger Fluid in die Kavität strömt und sich folglich der Kavitätsdruck p_{WG} absenkt (vgl. Abbildung 4.107(b)). Im Fall der gepulsten Strömung führt der niedrigere

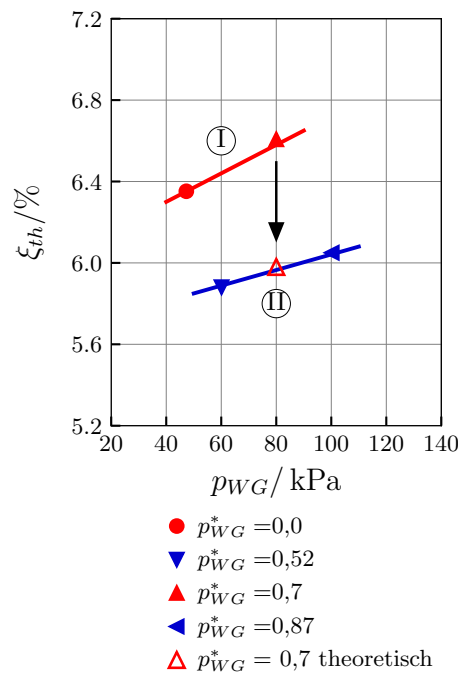


Abbildung 4.109.: Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient über dem Kavitätsdruck p_{WG} am Mittenschnitt bei kontinuierlicher Ausblasung – Zusatz

Kavitätsdruck jedoch nicht zu einer vergleichbaren Verringerung des thermodynamischen Verlustkoeffizienten, wie es bei der ungepulsten Strömung der Fall ist. Somit wirkt sich der dynamische Mechanismus des Pulsens insgesamt nachteilig auf den Verlustkoeffizienten aus. Bezüglich der höheren Pulsbreite kann keine Beurteilung getroffen werden, da die untersuchten Messungen an einem anderen Tag durchgeführt wurden.

Periodizität in Umfangsrichtung: In Abbildung 4.108 sind die homogenisierten Werte in Umfangsrichtung dargestellt. Die Werte in der Nähe von $(y - y_0)/t = 2$ weichen nur gering vom Ergebnis an der Stelle $(y - y_0)/t = 2$ ab. Damit ist die Periodizität in ausreichendem Maße gegeben.

Spannweite Variation des Verlustkoeffizienten: In Abbildung 4.110 sind die thermodynamischen Verlustkoeffizienten ξ_{th} bei kontinuierlicher und gepulster Ausblasung über der relativen Spannweite z^* aufgetragen. Es zeigen sich qualitativ Variationen für alle p_{WG}^* in spannweitischer Richtung. Ein systematischer Einfluss des Wirbelgenerators ist jedoch nicht erkennbar, da es bei der Erhöhung von p_{WG}^* keine kontinuierliche Veränderung von ξ_{th} gibt. Somit reicht der lokale Einfluss stromab der Wirbelgeneratoren nicht bis in den Nachlauf, wo die Sonde misst. Die Ausblasung ist daher auf einen lokalen Effekt begrenzt.

In Abbildung 4.111 sind die Druckverhältnisse über der relativen Spannweite z^* aufgetragen: Durch gestrichelte Linien ist die Druckänderung über die Bohrung gekennzeichnet und mit durchgezogenen Linien die Druckänderung über die SGI, die durch den einfallenden Stoß verursacht wird. Die Orte, an denen die Drücke p_1 und p_2 gemessen worden sind, sind in Abbildung 4.54 gekennzeichnet. Die Variation der Druckverhältnisse mit dem Kavitätsdruck p_{WG}^* ist bei den Fällen mit kontinuierlicher Ausblasung größer als bei den gepulsten Fällen.

Im Bereich der SGI sind Variationen des Druckverhältnisses mit dem Kavitätsdruck p_{WG}^* entlang der relativen Spannweite z^* festzustellen. Die Variationen entlang der Spannweite sind jedoch für alle Fälle qualitativ gleich, wobei sich lediglich das Druckminimum ändert. Um diesen Punkt besser erkennen zu können, sind dieselben Daten in Abbildung 4.112 räumlich aufgetragen. Eine Erhöhung des Massenstroms des Wirbelgenerators führt zu einer Aufdickung der Wirbelgeneratorströmung, wie es in Abbildung 4.70 zu sehen ist. Dies könnte zu einer Aufweitung des Einflussbereichs stromab des Wirbelgenerators führen. Hierfür wurden in Abbildung 4.112 zusätzliche Linien entlang der markanten Peaks in den Druckverhältnissen über die SGI gezogen. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich diese Peaks durch die stärkere Wirbelgeneratorausblasung nicht aufweiten. Die Geometrie der Wirbelgeneratoren (Bohrungsabstand, -durchmesser und -winkelstellung) ist daher für die Strömungsänderung maßgebend.

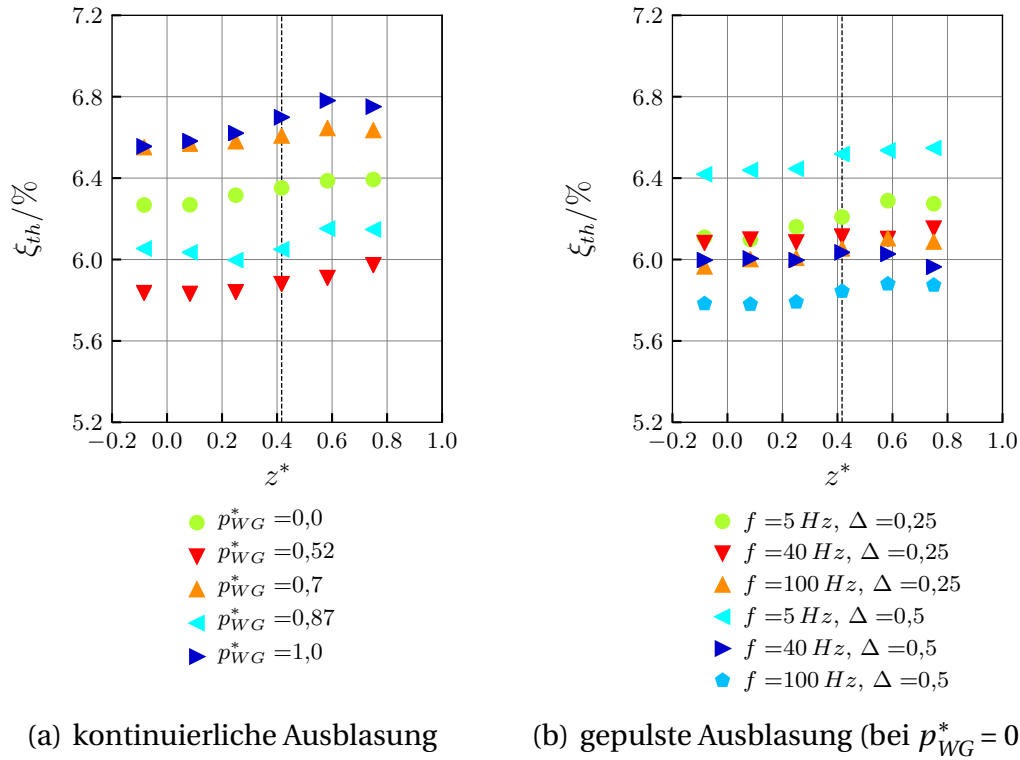


Abbildung 4.110.: Relativer thermodynamischer Verlustkoeffizient ξ_{th}^* über der relativen Spannweite z^*

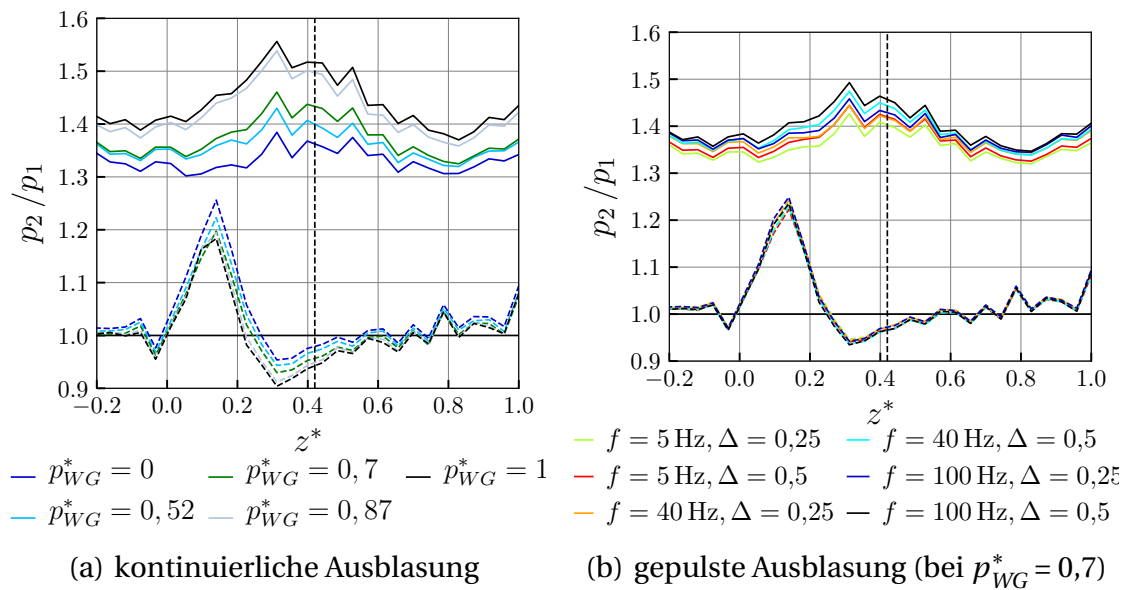


Abbildung 4.111.: Druckverhältnis aus PSP-Daten über der relativen Spannweite

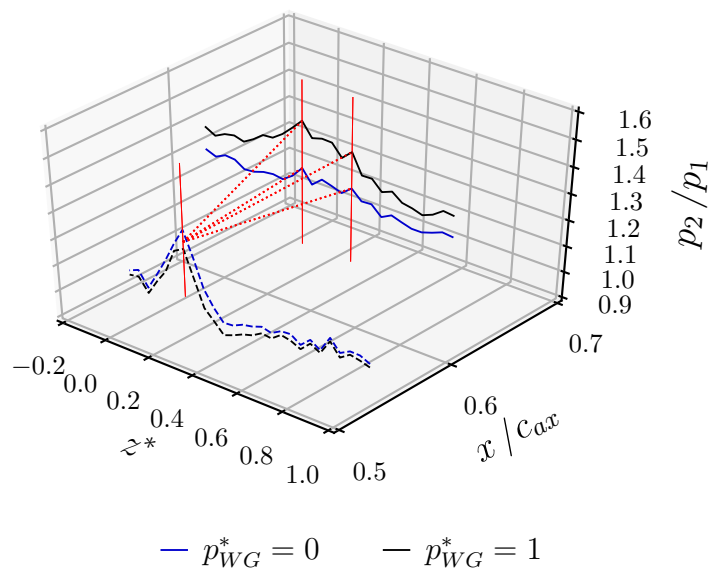


Abbildung 4.112.: Druckverhältnis aus PSP-Daten über der relativen Spannweite bei kontinuierlicher Ausblasung – räumliche Darstellung

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Effekt einer aktiven Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasung auf die Strömung in einer Hochdruck-Turbinenkaskade analysiert. Bei dieser Form der Grenzschichtbeeinflussung ist es das Ziel, die aerodynamischen Verluste zu reduzieren. Die Verlustreduktion soll erreicht werden, indem durch die Ausblasung die Ausdehnung einer stoßbedingten Ablöseblase im Bereich der Passage reduziert wird. Zusätzlich soll die Stoßstärke positiv beeinflusst werden. Um den Effekt der Ausblasung zu bewerten, wird ein Turbinenprofil experimentell in drei verschiedenen Konfigurationen untersucht, wobei die Basiskonfiguration auch numerisch untersucht wird.

Das verwendete Schaufelprofil besitzt eine lange Schaufelsehne und einen großen Abströmwinkel, was hohe aerodynamische Lasten ermöglicht. Dies führt zu einer verringerten Schaufelanzahl im Triebwerk und reduziert somit die Gesamtmasse. Die Strömung an der Vorderkante des Profils ist stark beschleunigt, wodurch die laminare Grenzschicht, die sich stromab des Staupunktes ausbildet, stabilisiert wird. Durch die teilweise laminare Grenzschicht entlang des Profils wird eine Verringerung der Reibungsverluste erreicht. Gleichzeitig neigt eine laminare Grenzschicht stärker zum Ablösen, was wiederum zu einer Erhöhung der aerodynamischen Verluste führt. Es gilt nun eben dieses Ablöseverhalten durch die Ausblasung positiv zu beeinflussen.

Die Arbeit gliedert sich nach den verwendeten Modelltypen: Basis-, Filmkühl- und Wirbelgeneratorschaukel. Die Basisschaukel dient zur Beschreibung der aerodynamischen Eigenschaften der verwendeten Schaufelgeometrie. Die Basisschaukel verfügt über keine Ausblasung. Die Filmkühlschaukel enthält zwei Bohrungsreihen, die einer typischen Filmkühlung in einer Hochdruckturbine entsprechen. Die Wirbelgeneratorschaukel besitzt neben den Filmkühlbohrungen eine zusätzliche Ausblasung, die als Wirbelgenerator bezeichnet wird. Die Ausblasstärke der Filmkühlung und der Wirbelgeneratoren werden variiert. Darüber hinaus kommt bei der Wirbelgeneratorschaukel eine gepulste Ausblasung zum Einsatz, die in Frequenz und Pulsbreite variiert wird. Im Folgenden werden die Erkenntnisse zu den einzelnen Modelltypen zusammengefasst.

Basisschaukel: Die Basisschaukel wurde bei den Abström-Machzahlen $Ma_2 = 0,5, 0,9, 1,05$ und $1,25$ untersucht. Bei der Abström-Machzahl $Ma_2 = 0,5$ entsteht am Ende der Passage auf Höhe der Hinterkante der oberen Schaufel ein Drucksprung. An dieser Stelle löst die Grenzschicht ab und es erfolgt der Umschlag in eine turbulente Grenzschicht. Ab der Abström-

Machzahl $Ma_2 = 0,9$ zeigen sich Verdichtungsstöße in der Passage. Am Ort des Drucksprungs ergibt sich nun eine komplexe Stoß–Grenzschicht–Interaktion (SGI) mit Ablöseblase, die mit zunehmender Abström–Machzahl stromab wandert. Bei $Ma_2 = 0,9$ ist die Grenzschicht stromab der SGI turbulent, bei $Ma_2 = 1,05$ verbleiben Teile der Grenzschicht stromab der SGI hingegen laminar. Erst ab einem normalen Stoß stromab der SGI ist die Grenzschicht vollständig turbulent. Der Grenzschichtzustand stromab der SGI bei $Ma_2 = 1,25$ kann anhand der vorliegenden Daten nicht eindeutig bestimmt werden.

Die Abström–Machzahlen $Ma_2 = 0,5$ und $0,9$ können durch die CFD–Simulationen gut reproduziert werden. Bei $Ma_2 = 0,9$ treten Unterschiede bei einzelnen, untersuchten Einstellungen des Turbulenzgrads bzw. des Transitionsmodells im Bereich der Ablöseblase und in der Transitionsvorhersage auf. Bei den Machzahlen $Ma_2 = 1,05$ und $1,25$ werden lediglich qualitative Übereinstimmungen für die Druckseite und die Beschleunigungsregion auf der Saugseite erzielt. Stromab der Saugspitze bis zur Hinterkante stimmen experimentelle und numerische Daten bei den höchsten Abström–Machzahlen nicht überein, wobei vor allem die SGI nicht korrekt reproduziert werden.

Filmkühlschaufel: Im Falle der Filmkühlschaufel wird lediglich eine Abström–Machzahl $Ma_2 = 0,9$ betrachtet. Diese Machzahl kommt dem Betrieb bei Reisefluggeschwindigkeit am nächsten. Es werden Messungen ohne Ausblasung und bei unterschiedlichen Ausblasraten mit Totaldruckverhältnissen von $p_{FK}^* = 1,05$ und $1,1$ durchgeführt.

Es zeigt sich eine zur Basisschaufel vergleichbare Stoßstruktur. Durch den einfallenden Stoß wird eine Ablöseblase an der Saugseite der Schaufel hervorgerufen. Am Ablösepunkt bildet sich ein Kompressionsstoß und im Wiederanlegebereich ein Wiederanlegestoß. Die Grenzschicht ist stromab dieser SGI turbulent. Durch die Ausblasung wird der Transitionsprozess, der entlang der Ablösung stattfindet, jedoch stromauf verschoben. Der Wiederanlegepunkt der Ablöseblase verschiebt sich im Vergleich zum Basisfall um 4 % der axialen Sehnenlänge stromauf. Mit zunehmender Ausblasrate verkürzt sich die Ablöseblase zusätzlich, wobei sich der Wiederanlegepunkt weiter stromauf verschiebt. Dies gilt im zeitlichen Mittel, da der Wiederanlegepunkt schwankt. Für die gesamte SGI zeigt eine Auswertung von Heißfilm– und PSP–Daten im Frequenzbereich starke Schwankungen bei einer Frequenz von $f = 648$ Hz, die durch die verschiedenen Ausblasraten nicht beeinflusst wird. Diese Frequenz zeigt sich ebenso bei stromauf laufenden normalen Stößen, die sich bis zur SGI bewegen.

Bei den Nachlaufmessungen zeigt sich, dass der Verlustkoeffizient mit steigender Ausblasstärke zunimmt. Da sich die Ablöseblase bei stärkerer Ausblasung verkleinert, ist die Verlustreduktion durch die Verkleinerung der Ablöseblase daher vernachlässigbar. Stromauf der Ablöseblase ist die Grenzschicht bei höherer Ausblasung teilweise turbulent. Der Anstieg des Verlustkoeffizienten wird maßgeblich aus den höheren Reibungslasten innerhalb der turbulenten Grenzschicht verursacht.

Wirbelgeneratorschaufel: Die Wirbelgeneratoren werden bei unterschiedlichen Ausblasstärken und einer Abström-Machzahl von $Ma_2 = 0,9$ untersucht. Zusätzlich wird eine gepulste Wirbelgeneratorströmung mit einer Pulsfrequenz von $f = 5$ Hz, 40 Hz und 100 Hz und zwei unterschiedlichen Pulsbreiten betrachtet.

Die übergeordnete Stoßstruktur unterscheidet sich zum Referenzfall der Filmkühlung bei $p_{FK}^* = 1,05$ nur durch einen zusätzlichen Stoß über der Wirbelgeneratorbohrung bei aktivem Wirbelgenerator. Bei inaktivem Wirbelgenerator treten schwache Stöße an den Rändern der Wirbelgeneratorbohrung auf.

Die Untersuchungen bei den Pulsfrequenzen kleiner $f = 50$ Hz zeigen, dass durch das Pulsen ein Wechsel zwischen den Strömungszuständen bei inaktivem Wirbelgenerator und der Strömung bei aktivem Wirbelgenerator mit kontinuierlicher Ausblasung und gleichem Kavitätsdruck wie beim Pulsen stattfindet. Bei Pulsfrequenzen über $f = 50$ Hz führt die Verzögerung im Druckaufbau zwischen Kavität und Schaufeloberfläche dazu, dass keine frequenzabhängige Strömungsbeeinflussung möglich ist.

Durch die Wirbelgeneratoren werden die Stoßstruktur und die Ablöseblase in spannweittiger Richtung unterschiedlich beeinflusst. Bei aktivem Wirbelgenerator bei zunehmender Ausblasung verkürzt sich die Länge der Ablöseblase. Der Wiederanlegepunkt verschiebt sich stromauf, auch wenn sich die Gesamtlänge der Ablösung spannweitig leicht unterscheidet. Der spannweitig gemittelte Wiederanlegepunkt liegt bei allen Ausblasraten im Vergleich zum Referenzfall um 2 % der axialen Sehnenlänge stromauf. Durch Einmischen von Außenströmung mit hohem Impuls in die Grenzschicht durch die Wirbelgeneratoren wird ein früheres Anlegen der Grenzschicht bewirkt. Der Wiederanlegepunkt ist bei allen untersuchten Fällen sowie beim inaktiven Wirbelgenerator instationär.

Die Grenzschicht ist stromab der Ablöseblase vollständig turbulent. Der Wirbelgenerator bewirkt einen partiellen Umschlag der Grenzschicht stromab der Bohrung. Durch den Wirbelgenerator bildet sich ein Turbulenzkeil, wobei der partielle Umschlag deutlicher wird mit zunehmender Ausblasstärke.

Bei kontinuierlicher Wirbelgeneratorausblasung mit zunehmender Ausblasstärke erhöht sich die Stoßstärke im Bereich der SGI, wobei die Vorstoß-Machzahl ansteigt. Durch das Pulsen wird die Stoßstärke im Vergleich zum Referenzfall bei kontinuierlichem Wirbelgenerator abgesenkt. Die Verringerung ist am Größten bei einer Frequenz von $f = 5$ Hz und einer Pulsbreite von $\Delta = 0,25$.

Nahezu im gesamten Strömungsfeld zeigen sich hohe Schwingungsamplituden in der Heißfilm- und PSP-Messung bei einer Frequenz von $f = 661$ Hz. Die Größe der Frequenz wird durch den Einsatz des Pulsens nicht beeinflusst, jedoch wirken das Pulsen und die Pulsbreite auf die Amplitude der Schwingungen. Das Vorhandensein der stromauf laufenden Stöße, wie sie bereits bei der Basis- und Filmkühlschaufel auftreten, wird weder bei aktivem, noch bei gepulsten Wirbelgenerator unterbunden.

Bei den untersuchten Fällen mit Wirbelgenerator zeigt sich ein geringer Verlustkoeffi-

zient bei kontinuierlichem Wirbelgenerator bei niedriger Ausblasstärke und bei gepulstem Wirbelgenerator mit hohen Pulsfrequenzen. Somit wirkt sich eine geringerer Wirbelgenerator-Massenstrom positiv auf den Verlustkoeffizienten aus. Das Pulsen wirkt sich negativ auf den Verlustkoeffizienten aus.

Die Anwendung einer kontinuierlichen Wirbelgeneratorausblasung zeigt sich in dieser Arbeit vorteilhaft in Bezug auf die Länge der Ablöseblase im Vergleich zum Filmkühl-Referenzfall, da diese deutlich verkürzt wird. Die Stoßstärke im Bereich der SGI wird jedoch nur bei inaktivem Wirbelgenerator geringfügig verringert, wobei ein weiterer Stoß an der Wirbelgeneratorbohrung einen zusätzlichen Totaldruckverlust in der Kaskade erzeugt. Durch die Wirbelgeneratoren entstehen stromab der Bohrung Turbulenzkeile, womit sich der Bereich mit turbulenter Grenzschicht im Vergleich zum Filmkühl-Referenzfall vergrößert, was zu höheren Reibungsverlusten und damit zu höheren Verlustkoeffizienten führt.

Der Einsatz des Pulsens bringt keine Verbesserungen. Die Länge der Ablöseblase verändert sich gegenüber der kontinuierlichen Wirbelgeneratorausblasung nicht. Die Instationarität im Strömungsfeld wird lediglich bei der niedrigsten Pulsfrequenz etwas gedämpft. Der Verlustkoeffizient wird durch das Pulsen erhöht. Bei einem Einsatz im Triebwerk wäre der Aufwand eine Pulsapparat zu betreiben somit nicht gerechtfertigt.

Die Stoßstärke wird bei inaktivem Wirbelgenerator verringert, wodurch der Verlustkoeffizient abgesenkt wird. Der Einsatz eines Wirbelgenerators im Triebwerk wird umso wahrscheinlicher, desto einfacher die Apparatur ist. In Fall der kontinuierlichen Ausblasung würde es ausreichen, Wirbelgeneratoren mit sehr geringem Kavitätsdruck einzusetzen. Der notwendige Massenstrom kann aus der Zapfluft des Verdichters entnommen werden. Der Zapfluftanteil aus dem Verdichter wäre hierbei gering, womit die Triebwerksgesamtleistung nur wenig beeinflusst wird. Die Verringerung der Größe der Ablöseblase und Stoßstärke können hierbei theoretisch zu einer Leistungssteigerung des Triebwerks führen.

Bei zukünftigen Untersuchungen können weitere Kaskadentests zum Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Filmkühleffektivität und bei unterschiedlichen Turbulenzgraden der Einlassströmung durchgeführt werden. Außerdem könnten die Bohrungsabstände der Wirbelgeneratoren verringert werden, sodass über die gesamte Spannweite eine turbulente Ablösung stattfindet. Des Weiteren könnte untersucht werden, wie sich die Wirbelgeneratoren bei anderen Hochdruckturbinenprofilen verhalten. Ein weiterer Aspekt bei Untersuchungen mit Turbinen ist das Verhalten der Aerodynamik im rotierenden System. Somit könnten Turbinenprofile mit Wirbelgeneratoren an einem rotierenden Prüfstand untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] ADVISORY COUNCIL FOR AVIATION RESEARCH AND INNOVATION IN EUROPE: *Aviation 15 years of Research and Innovation – Success stories*. http://www.acare4europe.org/sites/acare4europe.org/files/document/20151902_Toweb%20brochure.pdf. Abgerufen am: 11/2016
- [2] AMECKE, J.: Auswertung von Nachlaufmessungen an ebenen Schaufelgittern. DLR, Report No. 67 A 49, Göttingen, 1967
- [3] ANDERSON, J. D.: *Fundamentals of Aerodynamics*. New York : McGraw-Hill, 1984
- [4] ARTS, T. ; LAMBERT DE ROUVROIT, M. ; RUTHERFORD, A. W.: Aero-thermal investigation of a highly loaded transonic linear turbine guide vane cascade. A test case for inviscid and viscous flow computations. von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Report No. 174, Rhode Saint Genese, 1990
- [5] ASTARITA, T. ; CARDONE, G. ; CARLOMAGNO, G. M. ; MEOLA, C.: A survey on infrared thermography for convective heat transfer measurements. *Optics & Laser Technology*, Vol. 32, No. 7, pp. 593–610, 2000
- [6] BABINSKY, H. ; HARVEY, J. K.: *Shock Wave-Boundary-Layer Interactions*. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2011
- [7] BACK, L. H. ; SEBAN, R. A.: Flow and heat transfer in a turbulent boundary layer with large acceleration parameter. *Proceedings of the Heat Transfer Fluid Mechanics Institute*, No. –, 1967
- [8] BECKER, K. ; HEITKAMP, K. ; KÜGELER, E.: Recent progress in a hybrid-grid CFD solver for turbomachinery flows. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*, No. –, 2010
- [9] BETZ, A.: Ein Verfahren zur direkten Ermittlung des Profilwiderstandes. *Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, Vol. 16, No. –, pp. 42–44, 1925
- [10] BIBUS GMBH (Hrsg.): *Datenblatt Serie 320*. Neu-Ulm: BIBUS GmbH, 2015

- [11] BLOXHAM, M. ; REIMANN, D. ; CRAPO, K. ; PLUIM, J. ; BONS, J. P.: Synchronizing Separation Flow Control With Unsteady Wakes in a Low-Pressure Turbine Cascade. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 131, No. 2, pp. 021019–021019-9, 2009
- [12] BONS, J. P. ; REIMANN, D. ; BLOXHAM, M.: Separated Flow Transition on an LP Turbine Blade With Pulsed Flow Control. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 130, No. 2, pp. 021014–021014-8, 2008
- [13] BONS, J. P. ; SONDERGAARD, R. ; RIVIR, R. B.: Control of low-pressure turbine separation using vortex generator jets. *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, No. AIAA 99-0367, 1999
- [14] BONS, J. P. ; SONDERGAARD, R. ; RIVIR, R. B.: Turbine separation control using pulsed vortex generator jets. *American Society of Mechanical Engineers*, No. 2000-GT-0262, 2000
- [15] BONS, J. P. ; SONDERGAARD, R. ; RIVIR, R. B.: The fluid dynamics of LPT blade separation control using pulsed jets. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 124, No. 1, pp. 77-85, 2001
- [16] BOURASSA, C. ; THOMAS, F. O. ; NELSON, R. C.: A High-Lift Building Block Flow: Turbulent Boundary Layer Relaminarization A Final Report. University of Notre Dame, Report No. NAG 4-123, Notre Dame, 2000
- [17] BOURGEOIS, J. A. ; MARTINUZZI, R. J. ; SAVORY, E. ; ZHANG, C. ; ROBERTS, D. A.: Assessment of Turbulence Model Predictions for an Aero-Engine Centrifugal Compressor. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 133, No. 1, pp. 011025–011025-15, 2011
- [18] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. 3. vollst. überarb. und erw. Aufl. Berlin [u.a.] : Springer-Verlag, 2009
- [19] BURD, S.W. ; SIMON, T.W.: Measurements of Discharge Coefficients in Film Cooling. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 121, No. 2, pp. 243–248, 1999
- [20] BURI, A.: *Eine Berechnungsgrundlage für die turbulente Grenzschicht bei beschleunigter und verzögerter Grundströmung*. Dissertation, ETH Zürich, Zürich, 1931
- [21] CARLOMAGNO, G. M. ; CARDONE, G.: Infrared thermography for convective heat transfer measurements. *Exp Fluids*, Vol. 49, No. 6, pp. 1187–1218, 2010
- [22] CELIK, I. B. ; GHIA, U. ; ROACHE, P. J. et al.: Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications. *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the ASME*, Vol. 130, No. 7, pp. 078001–078001-4, 2008

-
- [23] CHAPMAN, D. R. ; KUEHN, D. M. ; LARSON, H. K.: Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NACA, Report No. 1356, 1958
- [24] CHRISTIANI, K.: Experimentelle Untersuchung eines Tragflügelprofils bei Gitteranordnung. *Luftfahrtforschung*, Vol. 2, No. 4, pp. 91–110, 1928
- [25] COMPTON, D. A. ; JOHNSTON, J. P.: Streamwise vortex production by pitched and skewed jets in a turbulent boundary layer. *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 3, pp. 640–647, 1992
- [26] CRIMINALE, W. O. ; JACKSON, T. L. ; JOSLIN, R. D.: *Theory and computation in hydrodynamic stability*. Cambridge : Cambridge University Press, 2003
- [27] CROUCH, J. D. ; GARBARUK, A. ; MAGIDOV, D. ; TRAVIN, A.: Origin of transonic buffet on aerofoils. *Journal of fluid mechanics*, Vol. 628, No., pp. 357, 2009
- [28] DAGENHART, J. R. ; STACK, J. P. ; SARIC, W. S. ; MOUSSEUX, M. C.: Crossflow-vortex instability and transition on a 45 deg swept wing. *AIAA 20th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, No. AIAA 89-1892, 1989
- [29] DASSLER, P. ; KOŽULOVIC, D. ; FIALA, A.: Transport Equation For Roughness Effects On Laminar–Turbulent Transition. *The 15th international conference on fluid flow technologies*, No. –, 2012
- [30] DELERY, J. M.: Shock wave/turbulent boundary layer interaction and its control. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 22, No. 4, pp. 209–280, 1985
- [31] DENTON, J. D.: The 1993 IGTI Scholar Lecture: Loss Mechanisms in Turbomachines. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 115, No. 4, pp. 621–656, 1993
- [32] DEPRÉS, D. ; REIJASSE, P. ; DUSSAUGE, J. P.: Analysis of Unsteadiness in Afterbody Transonic Flows. *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 12, pp. 2541–2550, 2004
- [33] DICK, E. ; KUBACKI, S.: Transition models for turbomachinery boundary layer flows: a review. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, Vol. 2, No. 2, pp. 4, 2017
- [34] DOERFFER, P. ; DUSSAUGE, J.-P. ; GROTHE, P. ; PETERSEN, A. ; BILLARD, F.: *Transition Location Effect on Shock Wave Boundary Layer Interaction*. Springer Nature, 2020
- [35] DOLLING, D. S.: Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What Next? *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 8, pp. 1517–1531, 2001
- [36] DRYDEN, H. L. ; KUETHE, A. M.: The measurement of fluctuations of air speed by the hot-wire anemometer. NACA, Report No. NACA-TR-320, Washington, 1930

- [37] DUBBEL, H. ; FELDHOUSEN, J. ; GROTE, K.-H.: *Dubbel : Taschenbuch für den Maschinenbau*. 22. Neubearb. und erw. Aufl. Berlin, Heidelberg : Springer, 2007
- [38] DUPUY, D. ; GICQUEL, L. ; ODIER, N. ; DUCHAINE, F. ; ARTS, T.: Analysis of the effect of intermittency in a high-pressure turbine blade. *Physics of Fluids*, Vol. 32, No. 9, pp. 095101, 2020
- [39] DURBIN, P. A.: On the k-3 stagnation point anomaly. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 17, No. 1, pp. 89–90, 1996
- [40] DUSSAUGE, J.-P. ; DUPONT, P. ; DEBIÈVE, J.-F.: Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 10, No. 2, pp. 85 - 91, 2006
- [41] ELDREDGE, R. ; BONS, J.: Active Control of a Separating Boundary Layer with Steady Vortex Generating Jets - Detailed Flow Measurements. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, No. AIAA 2004-751, 2004
- [42] ENGEL, K.: *Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten*. Dissertation, Universität GH Essen, Essen, 1997
- [43] EULITZ, F.: *Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 1998
- [44] FERZIGER, J. H. ; PERIC, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. 3rd rev. ed. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2008
- [45] FEY, U. ; EGAMI, Y. ; ENGLER, R.: High Reynolds Number Transition Detection by Means of Temperature Sensitive Paint. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, No. AIAA 2006-514, 2006
- [46] FLASZYŃSKI, P. ; DOERFFER, P.: Numerical Simulations for Gas Turbine Cascade with Jet Vortex Generators. *Proceedings of the XX ISABE*, No. ISABE-2011-1728, 2011
- [47] FLASZYŃSKI, P. ; SZWABA, R.: Optimization of Streamwise Vortex Generator for Subsonic Flow. *Proceedings of the 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows*, No. ISAIF8-0065, 2007
- [48] FRANKE, M. ; RÖBER, T. ; KÜGELER, E. ; ASHCROFT, G.: Turbulence treatment in steady and unsteady turbomachinery flows. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD*, No. –, 2010
- [49] G3DHEXA: *G3DHexa*. <http://www.trace-portal.de/wiki/index.php/G3DHexa>. Abgerufen am: 04/2017

- [50] GADD, G. E.: Interactions Between Wholly Laminar or Wholly Turbulent Boundary Layers and Shock Waves Strong Enough to Cause Separation. *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol. 20, No. 11, pp. 729–739, 1953
- [51] GADD, G. E. ; HOLDER, D. W. ; REGAN, J. D.: An Experimental Investigation of the Interaction between Shock Waves and Boundary Layers. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 226, No. 1165, pp. 227–253, 1954
- [52] GIEPMAN, R. H. M. ; SCHRIJER, F. F. J. ; OUDHEUSDEN, B. W.: Infrared Thermography Measurements on a Moving Boundary-Layer Transition Front in Supersonic Flow. *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 7, pp. 2056–2061, 2015
- [53] GIESS, P.-A.: *EGG - Der Windkanal für Ebene Gitter Göttingen*. http://www.dlr.de/at/Desktopdefault.aspx/tabid-1565/2433_read-3789/. Abgerufen am: 04/2014
- [54] GMC: *GMC*. <http://www.trace-portal.de/wiki/index.php/GMC>. Abgerufen am: 04/2017
- [55] GOMES, R. A. ; NIEHUIS, R.: Aerothermodynamics of a High-Pressure Turbine Blade With Very High Loading and Vortex Generators. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air*, No. GT2010-23543, 2010
- [56] GRAHAM, C. G. ; KOST, F. H.: Shock boundary layer interaction on high turning transonic turbine cascades. *ASME 1979 International Gas Turbine Conference and Exhibit and Solar Energy Conference*, No. 79-GT-37, 1979
- [57] HABERMANN, J.: *Reynolds Stress Anisotropy in a Two-Stage Low-Pressure Turbine*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2018
- [58] HAK, M. Gad-el: *Flow Control: Passive, active and reactive flow management*. Cambridge University Press, 2006
- [59] HANSEN, L. ; BONS, J.: Flow Measurements of Vortex Generator Jets in Separating Boundary Layer. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 22, No. 3, pp. 558–566, 2006
- [60] HEINEMANN, H. J.: The Test Facility for Rectilinear Cascades (EGG) of the DFVLR. DFVLR, Report No. IB 222-83 A 14, Göttingen, 1983
- [61] HIGH-SPEED PHOTO-SYSTEME: *Nanolite Lampe*. http://www.hsps.com/de/nanolite_lampe.html. Abgerufen am: 07/2016
- [62] HILFER, M.: *PSP-Messdaten*. 05/2019. – Private Kommunikation

- [63] HILFER, M. ; DUFHAUS, S. ; PETERSEN, A. ; YORITA, D. ; KLEIN, C.: Application of pressure and temperature sensitive paint on a highly loaded turbine guide vane in a transonic linear cascade. *Global Power and Propulsion Society*, No. GPPF-2017-47, 2017
- [64] HODSON, H. P.: The detection of boundary-layer transition and separation in high speed turbine cascades. In: *Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines* RWTH Aachen, 1984
- [65] HODSON, H. P.: Boundary-Layer Transition and Separation Near the Leading Edge of a High-Speed Turbine Blade. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 107, No. 1, pp. 127–134, 1985
- [66] HODSON, H. P. ; HUNTSMAN, I. ; STEELE, A. B.: An Investigation of Boundary Layer Development in a Multistage LP Turbine. *ASME 1993 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, No. 93-GT-310, 1993
- [67] HORSTMANN, K. H.: Reduction of profile drag by blowing out through peg holes in areas of streamline separation bubbles. NASA, Report No. NASA-TM-76603, Washington, 1981
- [68] HORSTMANN, K.H. ; QUAST, A. ; BOERMANS, L. M. M.: Pneumatic Turbulators – A Device for Drag Reduction at Reynolds Numbers Below $5 \cdot 10^6$. *AGARD Conference Proceedings*, No. ADP004069, 1984
- [69] HOURMOUZADIS, J.: Aerodynamic design of low pressure turbines. *AGARD Lecture Series*, No. 167, 1989
- [70] HOURMOUZADIS, J.: *Strömungsmaschinen*. TU Berlin, Berlin, 1994
- [71] HOWELL, R. J. ; HODSON, H. P. ; SCHULTE, V. ; SCHIFFER, H.-P. ; HASELBACH, E. ; HARVEY, N. W.: Boundary Layer Development in the BR710 and BR715 LP Turbines – The Implementation of High-Lift and Ultra-High-Lift Concepts. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 124, No. 3, pp. 385–392, 2002
- [72] INFRA TEC GMBH INFRAROTSENSORIK UND MESSTECHNIK (Hrsg.): *Kalibrierschein*. Dresden: Infra Tec GmbH Infrarotsensorik und Messtechnik, 2015
- [73] INFRA TEC GMBH INFRAROTSENSORIK UND MESSTECHNIK (Hrsg.): *Lieferschein*. Dresden: Infra Tec GmbH Infrarotsensorik und Messtechnik, 2015
- [74] INNES, F. ; PEARCEY, H. H. ; SYKES, D. M.: Improvements in the performance of a three element high lift system by the application of air jet vortex generators. *The Aeronautical Journal*, Vol. 99, No. –, pp. 265-274, 1995

- [75] INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION: *Annual Report of the Council 2015*. http://www.icao.int/annual-report-2015/Documents/Appendix_1_en.pdf. Abgerufen am: 11/2016
- [76] JOHARI, H. ; RIXON, G. S.: Effects of Pulsing on a Vortex Generator Jet. *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 12, pp. 2309–2315, 2003
- [77] JOHNSON, C. B. ; CARRAWAY, D. L.: A transition detection study at Mach 1.5, 2.0 and 2.5 using a micro-thin hot-film system. *13th International Congress in Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, No. –, 1989
- [78] JOHNSTON, J. P. ; NISHI, M.: Vortex generator jets - Means for flow separation control. *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 6, pp. 989–994, 1990
- [79] JØRGENSEN, F. E.: *How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide*. Skovlunde: Dantec Dynamics, 2002
- [80] JUNG, K.: *Mehrreihige Filmkühlung an gekrümmten Oberflächen*. Dissertation, TU Darmstadt, Darmstadt, 2001
- [81] KATO, M.: The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. *Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows*, No. –, 1993
- [82] KATZER, E.: *Numerische Untersuchung der laminaren Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 1985
- [83] KHAN, Z. U. ; JOHNSTON, J. P.: On vortex generating jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21, No. 5, pp. 506–511, 2000
- [84] KIOCK, R. ; HOHEISEL, H. ; DIETRICH, H. J. ; HOLMES, A. T.: The boundary layer behaviour of an advanced gas turbine rotor blade under the influence of simulated film cooling. In *AGARD Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines*, No. CP-390 (Paper 42), 1985
- [85] KOST, F.: *Längswirbelentstehung in einem Turbinenlaufrad mit konischen Seitenwänden*. Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen, Göttingen, 1993
- [86] KOST, F.: Messungen am ebenen Turbinengitter BRR-HP1 mit Ausblasen aus Reihe SS3. DLR, Report No. IB 225-2001 C02, Göttingen, 2001
- [87] KOST, F.: The Behaviour of Probes in Transonic Flowfields of Turbomachinery. *8th European Conference on TURBOMACHINERY - Fluid Dynamics and Thermodynamics*, No. –, 2009

- [88] KOST, F ; BRÄUNLING, W. ; SCHÜPFERLING, E. ; GÖHL, R.: Detection of separation bubbles by heated thin-film sensors in transonic turbine cascades. *9th Symposium on Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines*, No. –, 1988
- [89] KOST, F ; GIESS, P.-A.: Experimental Turbine Research at DLR Goettingen. *Journal of the Gas Turbine Society of Japan*, Vol. 32, No. 6, pp. 485–493, 2004
- [90] KOST, F ; HAMKAR, A. W. ; MULLAERT, A.: Messung der Geschwindigkeit und der Kühlluftkonzentration mit Hilfe des L2F-Gerates bei Plattformkühlung eines Turbinenstators. DLR, Report No. IB 225-2004 A 07, Göttingen, 2004
- [91] KOSTAS, J. ; FOUCAUT, J. M. ; STANISLAS, M.: The Flow Structure Produced by Pulsed-jet Vortex Generators in a Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient. *Flow Turbulence Combust*, Vol. 78, No. 3-4, pp. 331-363–, 2007
- [92] KOŽULOVIĆ, D.: *Modellierung des Grenzschichtumschlags bei Turbomaschinenströmungen unter Berücksichtigung mehrerer Umschlagsarten*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 2007
- [93] KOŽULOVIĆ, D.: Transitionsmodellierung. In: *TRACE-Workshop 2010*. DLR, Köln, 2010
- [94] KÜGELER, E.: *Numerisches Verfahren zur genauen Analyse der Kühleffektivität filmgekühlter Turbinenschaufeln*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 2004
- [95] KÜGELER, E.: *Konvergenzverhalten des L1-Residuums*. 2016. – Private Kommunikation
- [96] KYNAST, G.: Über die Auswertung von Nachlaufmessungen an Ebenen Schaufelgittern bei Kompressibler Stömung im Unterschallbereich. DLR, Report No. DFL-238, Göttingen. – 1963
- [97] LACHMANN, G. V.: *Boundary layer and flow control : its principles and application*. New York [u.a.] : Pergamon Press, 1961
- [98] LANGSTON, L. S.: Secondary Flows in Axial Turbines–A Review. *Annals of the New York Academy of Sciences*, Vol. 934, No. 1, pp. 11–26, 2001
- [99] LANGTRY, R. B.: *A Correlation-Based Transition Model using Local Variables for Unstructured Parallelized CFD codes*. Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2006
- [100] LANGTRY, R. B. ; MENTER, F. R.: Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 12, pp. 2894–2906, 2009

- [101] LAUNDER, B. E.: Laminarization of the turbulent boundary layer by acceleration. General Electric Company, Report No. 77, Cambridge, Massachusetts, 1964
- [102] LAUNDER, B. E.: Laminarization of the turbulent boundary layer in a severe acceleration. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 31, No. 4, pp. 707–708, 1964
- [103] LEE, T. ; GERONTAKOS, P.: Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 512, No. –, pp. 313–341, 2004
- [104] LIN, J. ; HOWARD, F. ; SELBY, G.: Exploratory study of vortex-generating devices for turbulent flow separation control. *29th Aerospace Sciences Meeting*, No. AIAA 91-0042, 1991
- [105] LIN, J. C. ; HOWARD, F. G. ; BUSHNELL, D. M. ; SELBY, G. V.: Investigation of several passive and active methods for turbulent flow separation control. *21st Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, No. AIAA 90-1598, 1990
- [106] LIN, John C.: Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 38, No. 4-5, pp. 389–420, 2002
- [107] LIU, T. ; SULLIVAN, J.: *Pressure and Temperature Sensitive Paints*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [108] LÖGDBERG, O.: Turbulent Boundary Layer Separation and Control. KTH Royal Institute of Technology, Report No. –, Stockholm, 2008
- [109] LUTUM, E. ; JOHNSON, B. V.: Influence of the Hole Length-to-Diameter Ratio on Film Cooling With Cylindrical Holes. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 121, No. 2, pp. 209–216, 1999
- [110] MACK, M. ; BRACHMANSKI, R. ; NIEHUIS, R.: The Effect of Pulsed Blowing on the Boundary Layer of a Highly Loaded Low Pressure Turbine Blade. *ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition*, No. GT2013-94566, 2013
- [111] MACK, M. ; NIEHUIS, R. ; FIALA, A. ; GUENDOĞDU, Y.: Boundary Layer Control on a Low Pressure Turbine Blade by Means of Pulsed Blowing. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 135, No. 5, pp. 051023–051023-8, 2013
- [112] MAI, H. ; HEBLER, A.: Aeroelasticity of a laminar wing. *IFASD 2011 - 15th International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics*, No. 128, 2011
- [113] MAIN, A. J. ; DAY, C. R. B. ; LOCK, G. D. ; OLDFIELD, M. L. G.: Calibration of a four-hole pyramid probe and area traverse measurements in a short-duration transonic turbine cascade tunnel. *Experiments in Fluids*, Vol. 21, No. 4, pp. 302–311, 1996

- [114] MALAN, P. ; SULUKSNA, K. ; JUNTASARO, E.: Calibrating the Gamma- Re_θ Transition Model for Commercial CFD. *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, No. AIAA 2009-1142, 2009
- [115] MARCINIAK, V.: *Phenomenological Transition Modelling For Turbomachinery Flows*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 2016
- [116] MAYLE, R. E.: The 1991 IGTI Scholar Lecture: The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines. *J. Turbomach.*, Vol. 113, No. 4, pp. 509–536, 1991
- [117] MCMANUS, K. ; JOSHI, P. ; LEGNER, H. ; DAVIS, S.: Active control of aerodynamic stall using pulsed jet actuators. *26th AIAA Fluid Dynamics Conference*, No. AIAA 95-2187, 1995
- [118] MCQUILLING, M. ; JACOB, J.: Effect of Chord Location on Separation Control with Vortex Generator Jets on Low Pressure Turbine Blades. *2nd AIAA Flow Control Conference*, No. AIAA 2004-2205, 2004
- [119] MEIJERING, A. ; SCHROEDER, W.: Experimental analysis of separated transitional transonic airfoil flow. *15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, No. AIAA 2001-2987, 2001
- [120] MENTER, F. R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598–1605, 1994
- [121] MENTER, F. R. ; KUNTZ, M. ; LANGTRY, R.: Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, Vol. 4, No. 1, pp. 625–632, 2003
- [122] MENTER, F. R. ; LANGTRY, R. B. ; LIKKI, S. R. ; SUZEN, Y. B. ; HUANG, P. G. ; VÖLKER, S.: A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables–Part I: Model Formulation. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 128, No. 3, pp. 413–422, 2004
- [123] MORSBACH, C.: *Reynolds stress modelling for turbomachinery flow applications*. Dissertation, TU Darmstadt, Darmstadt, 2016
- [124] MUKUND, R. ; VISWANATH, P. R. ; NARASIMHA, R. ; PRABHU, A. ; CROUCH, J. D.: Relaminarization in highly favourable pressure gradients on a convex surface. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 566, No. –, pp. 97–115, 2006
- [125] NIKON CORPORATION (Hrsg.): *Laird-S270A, Operation Manual*. Japan: Nikon Corporation, 2000
- [126] NISHIOKA, M. ; ICHIKAWA, Y. et al.: An experimental investigation of the stability of plane Poiseuille flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 72, No. 4, pp. 731–751, 1975

- [127] NITSCHKE, W. ; BRUNN, A.: *Strömungsmesstechnik*. 2., aktualisierte und bearbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006
- [128] NÜRNBERGER, D.: *Implizite Zeitintegration für die Simulation von Turbomaschinenströmungen*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 2004
- [129] ORTMANN, J. ; KÄHLER, C. J.: Investigation of pulsed actuators for active flow control using phase locked stereoscopic particle image velocimetry. *12th Intl. Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, No. –, 2004
- [130] ORTMANN, Jens ; BITTER, Martin ; KÄHLER, Christian J.: Dynamic vortex structures for flow-control applications. *Experiments in Fluids*, Vol. 44, No. 3, pp. 397–408, 2008
- [131] PETERSEN, A.: Basic turbine cascade flow experiment. DLR, Report No. IB 225-2015 A 05, Göttingen, 2015
- [132] PETERSEN, A.: Influence of Cooling on the Transition Location in a Straight High Pressure Turbine Cascade. *Proceedings of 12th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics ETC12*, No. ETC2017-155, 2017
- [133] PETZOLD, R. ; RADESPIEL, R.: Transition on a Wing with Spanwise Varying Crossflow and Linear Stability Analysis. *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 2, pp. 1–15, 2014
- [134] PIANKO, M. ; WAZELT, E.: Propulsion and Energetics Panel Working Group 14 on Suitable Averaging Techniques in Non-Uniform Internal Flows. AGARD, Report No. AR-182, Neuilly Sur Seine, 1983
- [135] PIERRET, S. ; BRAEMBUSSCHE, R. A. d.: Turbomachinery Blade Design Using a Navier-Stokes Solver and Artificial Neural Network. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 121, No. 2, pp. 326–332, 1999
- [136] POSTL, D. ; BALZER, W. ; FASEL, H. E.: Control of laminar separation using pulsed vortex generator jets: direct numerical simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 676, No. –, pp. 81-109, 2011
- [137] PRINCE, S. A. ; BADALAMENTI, C. ; REGAS, C.: The application of passive air jet vortex-generators to stall suppression on wind turbine blades. *Wind Energy*, Vol. 20, No. 1, pp. 109-123, 2017
- [138] PUCHER, P. ; GÖHL, R.: Experimental Investigation of Boundary Layer Separation With Heated Thin-Film Sensors. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 109, No. 2, pp. 303–309, 1987

- [139] QUIX, H. ; QUEST, J.: Hotwires in pressurized, cryogenic environment - It works! *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, No. AIAA 2012-0105, 2012
- [140] QUIX, Ha. ; QUEST, J. ; BRZEK, C.: Hot-Wire Measurements in Cryogenic Environment. *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, No. AIAA 2011-880, 2011
- [141] RADESPIEL, R. ; BURNAZZI, M. ; CASPER, M. ; SCHOLZ, P.: Active flow control for high lift with steady blowing. *The Aeronautical Journal*, Vol. 120, No. 1223, pp. 171-200, 2016
- [142] REHDER, H.-J. ; PAHS, A. ; BITTNER, M. ; KOCIAN, E.: NEXT GENERATION TURBINE TESTING AT DLR. *ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, No. GT2017-64409, 2017
- [143] RICHTER, K. ; GOERTTLER, A.: Analyse der instationären Grenzschichttransition am schwingenden DSA-9A Rotorblattprofil. DLR, Report No. DLR-IB 224-2015 A 112, Göttingen, 2015
- [144] RUMSEY, C. ; SMITH, B. ; HUANG, G.: Description of a website resource for turbulence modeling verification and validation. *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, No. AIAA 2010-4742, 2010
- [145] SAKURAI, T.: Flow Separation and Performance of Decelerating Channels for Centrifugal Turbomachines. *Journal of Engineering for Power*, Vol. 97, No. 3, pp. 388–394, 1975
- [146] SAVITZKY, A. ; GOLAY, M. J. E.: Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. *Analytical Chemistry*, Vol. 36, No. 8, pp. 1627-1639, 1964
- [147] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht–Theorie*. 10., überarbeitete Auflage. Springer-Verlag, 2006
- [148] SCHOLZ, N.: Über die Durchführung systematischer Messungen an ebenen Schaufelgit-tern. *Z. Flugwiss*, Vol. 4, No. –, pp. 313–333, 1956
- [149] SCHOLZ, P.: *Aktive Kontrolle der Vorderkante von Hochauftriebsprofilen mit pneumatischen Wirbelgeneratoren*. Dissertation, TU Braunschweig, Braunschweig, 2009
- [150] SCHOLZ, P. ; MAHMOOD, S. ; CASPER, M. ; RADESPIEL, R. ; SITZMANN, M. ; CIOBACA, V.: Experimental and Numerical Investigations on the Control of Airfoil Stall using Vortex Generator Jets. *5th Flow Control Conference*, No. AIAA 2010-4250, 2010
- [151] SCHREYER, A.-M. ; STEPHAN, S. ; RADESPIEL, R.: Characterization of the supersonic wake of a generic space launcher. *CEAS Space Journal*, Vol. 9, No. 1, pp. 97–110, 2017

- [152] SCHÜLEIN, E. ; KOCH, S. ; ROSEMAN, H.: Skin friction measurement and transition detection techniques for the Ludwig-tubes at DLR. DLR, Report No. –, Göttingen, 1998
- [153] SHAPIRO, A. H.: *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow : In two volumes*. New York : The Ronald Press Company, 1953
- [154] SHUN, S. ; AHMED, N.A.: Wind Turbine Performance Improvements using Active Flow Control Techniques. *Procedia Engineering*, Vol. 49, No. –, pp. 83-91, 2012
- [155] SIEVERDING, C. H. ; ARTS, T. ; DÉNOS, R. ; BROUCKAERT, J.-E.: Measurement techniques for unsteady flows in turbomachines. *Experiments in Fluids*, Vol. 28, No. 4, pp. 285–321, 2000
- [156] SIEVERDING, C. H. ; BAGNERA, C. ; BOEGE, A. C. ; CORDERO ANTÒN, J. A. ; LUÈRE, V.: Investigation of the Effectiveness of Various Types of Boundary Layer Transition Elements of Low Reynolds Number Turbine Bladings. *ASME Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air*, No. GT2004-54103, 2004
- [157] SIEVERDING, C. H. ; STANISLAS, M. ; SNOECK, J.: The Base Pressure Problem in Transonic Turbine Cascades. *Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, No. 3, pp. 711–718, 1980
- [158] SLATER, J. W.: *Examining Spatial (Grid) Convergence*. electronic. <https://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/tutorial/spatconv.html>. Abgerufen am: 05/2017
- [159] SMITH, D. J. L.: Turbulent Boundary Layer Theory and its Application to Blade Profile Design. Aeronautical Research Council, Report No. C.P. 868, London, 1966
- [160] SONDERGAARD, R. ; BONS, J. P. ; SUCHER, M. ; RIVIR, R. B.: Reducing Low-Pressure Turbine Stage Blade Count Using Vortex Generator Jet Separation Control. *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air*, No. GT2002-30602, 2002
- [161] SONDERGAARD, R. ; RIVIR, R. B. ; BONS, J. P.: Control of Low-Pressure Turbine Separation Using Vortex-Generator Jets. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 18, No. 4, pp. 889–895, 2002
- [162] SREENIVASAN, K. R.: Laminar, relaminarizing and retransitional flows. *Acta Mechanica*, Vol. 44, No. 1, pp. 1–48, 1982
- [163] STAINBACK, P. C. ; NAGABUSHANA, K. A.: Review of hot-wire anemometry techniques and the range of their applicability for various flows. *Electronic Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, Vol. 167, No. –, pp. 1-54, 1993
- [164] STATNIKOV, V. ; STEPHAN, S. ; PAUSCH, K. ; MEINKE, M. ; RADESPIEL, R. ; SCHÖRDER, W.: Experimental and numerical investigations of the turbulent wake flow of a generic space launcher at $M_\infty = 3$ and $M_\infty = 6$. *CEAS Space Journal*, Vol. 8, No. 2, pp. 101 – 116, 2016

- [165] SUZUKI, T. ; NAGATA, M. ; SHIZAWA, T. ; HONAMI, S.: Optimal injection condition of a single pulsed vortex generator jet to promote the cross-stream mixing. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 17, No. 1-2, pp. 139–146, 1998
- [166] SZWABA, R. ; DOERFFER, P.: Separation control by air-jet vortex generators on turbine blades. *Proceedings of the 9th European Turbomachinery Conference*, No. –, 2011
- [167] SZWABA, R. ; FLASZYŃSKI, P. ; SZUMSKI, J. A. ; DOERFFER, P.: Influence of air cooling and air-jet vortex generator on flow structure in turbine passage. *TASK Quarterly: scientific bulletin of Academic Computer Centre in Gdansk*, Vol. 19, No. 2, pp. 153–166, 2015
- [168] TANG, D. ; DOWELL, E. H.: Experimental Aerodynamic Response for an Oscillating Airfoil in Buffeting Flow. *AIAA Journal*, Vol. 52, No. 6, pp. 1170–1179, 2014
- [169] TAO SENFLEX: *Multi-Element Surface Hot-Film Sensors General Information and Catalog of Standard Arrays*. Hampton: Tao of Systems Integration, Inc., 2013
- [170] THOMAS, F. O. ; PUTNAM, C. M. ; CHU, H. C.: On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Experiments in Fluids*, Vol. 18, No. 1, pp. 69–81, 1994
- [171] TIEDEMANN, M.: Investigation of the unsteady rotor boundary layer transition in a transonic high pressure turbine stage. DLR, Report No. 98–30, Göttingen, 1998
- [172] TRACE USER GUIDE: *TRACE User Guide*. <http://www.trace-portal.de/userguide/trace/index.html>. Abgerufen am: 03/2017
- [173] VASCHALDE, O.: Calibration of a Four-Hole Probe in Sub-, Trans- and Supersonic Flow. DLR, Report No. IB 225-2007 A 05, Göttingen, 2008
- [174] VIESER, W. ; THOMAS ESCH, T. ; MENTER, F.: Heat Transfer Predictions Using Advanced Two-Equation Turbulence Models. *CFX Technical Memorandum*, No. CFX-VAL10/0602, 2002.
- [175] VOLINO, R. J.: Separation control on low-pressure turbine airfoils using synthetic vortex generator jets. *ASME Turbo Expo 2003*, No. GT2003-38729, 2003
- [176] VOLINO, R. J. ; KARTUZOVA, O. ; IBRAHIM, M. B.: Separation Control on a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil Using Pulsed Vortex Generator Jets. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 133, No. 4, pp. 041021–041021-13, 2011
- [177] WALLIS, R. A.: A preliminary note on a modified type of air jet for boundary-layer control. Aerodynamics Research Laboratories, Report No. 513, Australia, 1960

- [178] WALLIS, R. A. ; STUART, C. M.: On the control of shock-Induced boundary-Layer separation with discrete air jets. Aerodynamics Research Laboratories, Report No. 595, Australia, 1962
- [179] WHEELER, A. P. S. ; SANDBERG, R. D. ; SANDHAM, N. D. ; PICHLER, R. ; MICHELASSI, V. ; LASKOWSKI, G.: Direct Numerical Simulations of a High-Pressure Turbine Vane. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 138, No. 7, pp. 071003–071003-9, 2016
- [180] YANG, H. ; KERSKEN, H.-P. ; NUERNBERGER, D.: Toward Excellence in Turbomachinery Computational Fluid Dynamics: A Hybrid Structured-Unstructured Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solver. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 128, No. 2, pp. 390–402, 2005
- [181] ZIEGLER, M: The Construction of a hot wire anemometer with linear scale and negligible lag. Akad. van Wetenshap, Report No. 15, Amsterdam, 1934
- [182] ZUCCHER, S. ; SARIC, W. S.: Infrared thermography investigations in transitional supersonic boundary layers. *Experiments in Fluids*, Vol. 44, No. 1, pp. 145–157, 2008

A. Anhang

A.1. Berechnung der homogenen Abströmung aus gemessenen Nachlauftraversen

Es werden bei der Auswertung der Nachlauftraversen inhomogene und homogene Ergebnisse unterschieden. Als inhomogene Nachläufe werden über die Traversierungshöhe gemessene Werte bezeichnet. Werden diese Daten gemittelt, spricht man von homogenen Daten (Homogenisierung). Für die Auswertung der Verluste nach Gleichung 2.8 werden zunächst die inhomogenen Größen in der Abströmung (vgl. Abbildung 2.1) bestimmt. Die nachfolgenden Gleichungen werden angewendet, um die Koeffizienten zu ermitteln, mit denen die inhomogene Verteilung der Machzahl und des Umfangswinkels bestimmt werden [87]:

$$p_m = \frac{p_d + p_t}{2}, \quad (\text{A.1})$$

$$C_\alpha = \frac{p_d - p_t}{p_c - p_m}, \quad (\text{A.2})$$

$$C_{Ma} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right]}. \quad (\text{A.3})$$

Mit den Koeffizienten wird über eine Tabelle, die bei der Sondenkalibrierung ermittelt wird, der entsprechende Winkel bzw. die Machzahl bestimmt.

Die homogenen Größen stellen den gemittelten Zustand dar. Die Prozedur wird von Amecke [2] und Main et al. [113] beschrieben. Pianko u. Wazelt [134] fassen die von Amecke [2] beschriebene Prozedur zur Homogenisierung zusammen. Die Homogenisierung in dieser Arbeit wird Pianko u. Wazelt [134] folgend durchgeführt:

$$\dot{m} = \int_y^{y+t} \rho_{s2} u_2 \sin \alpha_2 dy, \quad (\text{A.4})$$

$$\dot{I}_x = \int_y^{y+t} (\rho_{s2} u_2^2 \sin^2 \alpha_2 + p_{s2}) dy, \quad (\text{A.5})$$

$$\dot{I}_y = \int_y^{y+t} \rho_{s2} u_2^2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_2 dy, \quad (\text{A.6})$$

$$\dot{E} = \int_y^{y+t} \left(h_{s2} + \frac{u_2^2}{2} \right) \rho_{s2} u_2 \sin \alpha_2 dy, \quad (\text{A.7})$$

$$\text{Schätzung von } (\overline{u_2 \sin \alpha_2}), \quad (\text{A.8})$$

$$\overline{\rho_{s2}} = \frac{\dot{m}}{(\overline{u_2 \sin \alpha_2}) p}, \quad (\text{A.9})$$

$$\overline{p_{s2}} = \frac{\dot{I}_x - \dot{m} (\overline{u_2 \sin \alpha_2})}{p}, \quad (\text{A.10})$$

$$\overline{h_{s2}} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{\overline{p_{s2}}}{\overline{\rho_{s2}}} \right), \quad (\text{A.11})$$

$$\overline{u_{22} \sin \alpha_2} = \frac{\dot{I}_y}{\dot{m}}, \quad (\text{A.12})$$

$$F = \left| 1 - \frac{\overline{u_{22}}}{\overline{u_2}} \right| \leq \epsilon. \quad (\text{A.13})$$

Das Druckmesssystem hat einen temperaturabhängigen Fehler. Um diesen für die homogenisierten Werte zu bestimmen, wird der Fehler als Druckabweichung der mittleren Sondenbohrung durch die Auswerteprozedur berücksichtigt. Die entstehenden Abweichungen werden in den Ergebnissen als Fehlerbalken dargestellt.

Bei der Anwendung des PSI 8400 Messsystems muss teilweise außerhalb des kalibrierten Bereichs gemessen werden. Um das Verhalten des Systems außerhalb des kalibrierten Bereichs

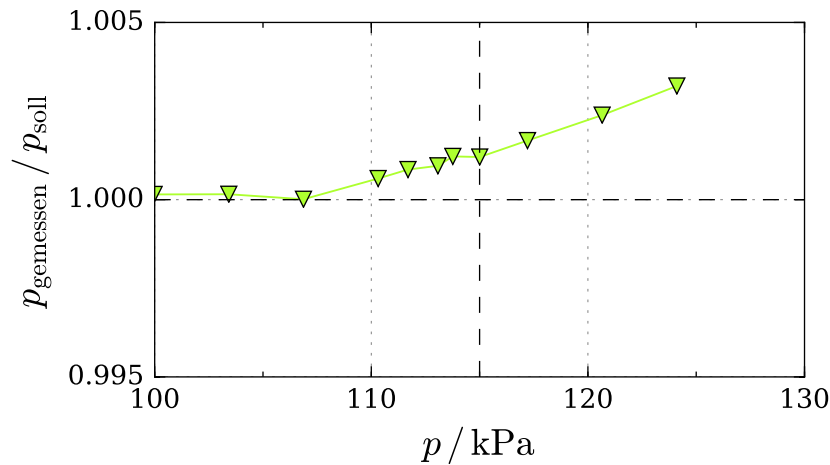


Abbildung A.1.: Kalibrierergebnisse des PSI 8400 Druckmesssystems bei mittlerer Bohrung der Sonde

beurteilen zu können, wird am Messtag das System mittels eines Druckkalibrators¹ im Bereich von 100 bis 130 kPa getestet. Abbildung A.1 zeigt die Messung eines Messtages. Es werden die Ergebnisse des Sensors gezeigt, an dem die mittlere Sondenbohrung angeschlossen ist. Die mittlere Sondenbohrung misst nahe dem Totaldruck der Teststrecke, welcher bei 115 kPa liegt. An der Ordinate ist das Verhältnis vom PSI 8400 gemessenem Druck (p_{gemessen}) und dem durch den Druckkalibrator vorgegebenen Druck (p_{soll}) aufgetragen. Der Einlass-Totaldruck ist durch eine gestrichelte Linie bei 115 kPa gekennzeichnet. Unterhalb des Einlass-Totaldrucks ist der Bereich höher aufgelöst, da dies der Bereich ist, in dem die Mittlere Bohrung misst. Die gemessenen Daten aus Abbildung A.1 liegen innerhalb des Fehlers des PSI 8400 Messsystems.

¹DPI 610 von GE Druck, relativer Fehler: $\pm 0,025 \%$ F. S.; absoluter Fehler: 175 Pa

A.2. Tabellen

Tabelle A.1.: Geometrische Parameter der Kaskade

Symbol	Bezeichnung	Größe
c	Sehnenlänge	0,075 m
h/c	Spannweite zu Sehnenlänge	1,67
c_{ax}	Axiale Sehnenlänge	0,0346 m
t	Teilung	0,0682 m
F_{min}	Engster Querschnitt	0,01456 m
h	Spannweite	0,125 m
β_s	Staffelungswinkel	31,72°

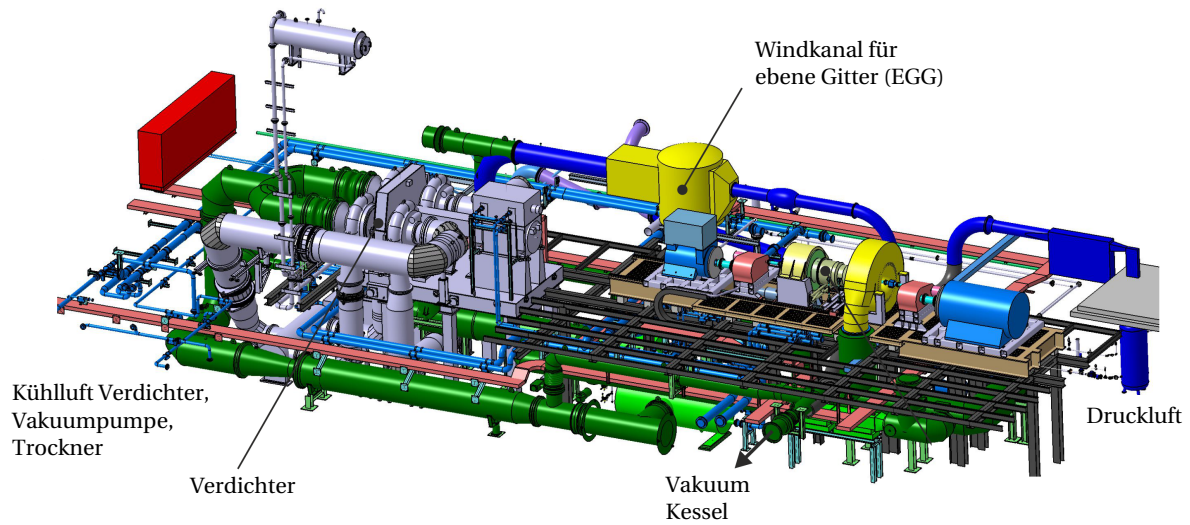
Tabelle A.2.: Auslegungsparameter Filmkühlbohrungen

	Reihe Bu	Reihe AC
Φ	0,0009 m	0,0009 m
t/Φ	2,5	2,5
l/Φ	≈ 5	≈ 5
Bohrungsanzahl	46	46
Breite der Reihe	0,10124 m	0,10124 m
Querschnittsfläche der Kavität	$1,17 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$	$1,17 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$
Bohrungsaustrittsposition (x/c_{ax})	0	0,14
Bohrungswinkel (bitang.)	90°	16,25°
Bohrungswinkel (axial)	0°	0°

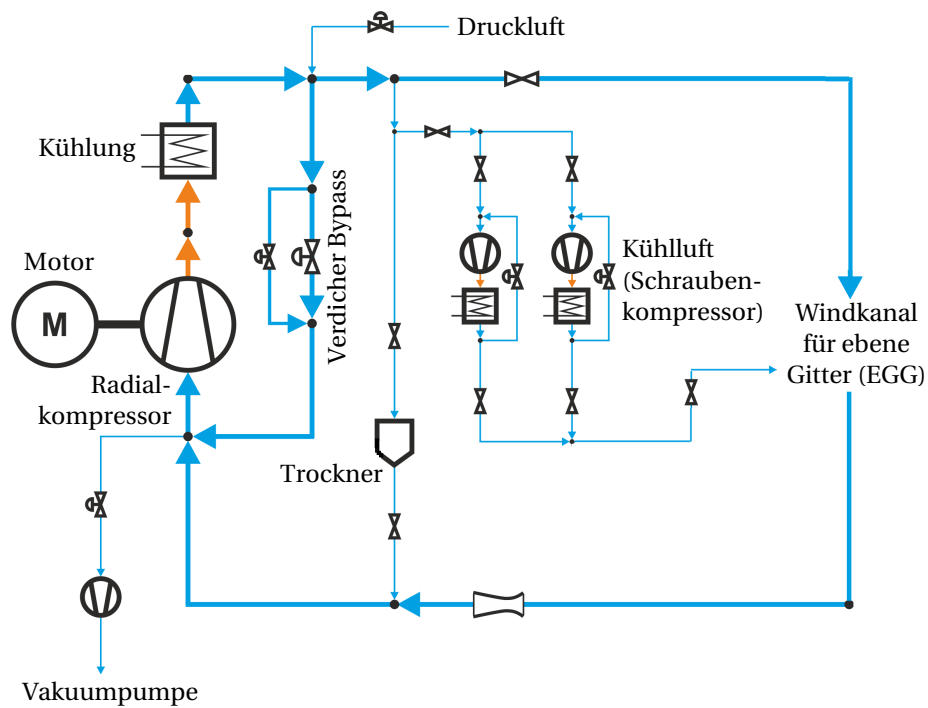
Tabelle A.3.: Auslegungsparameter Wirbelgeneratoren

Φ	0,0003 m
t/Φ	15
l/Φ	
Bohrungsanzahl	18
Breite der Reihe	0,0869 m
Querschnittsfläche der Kavität	$77,89 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$
Bohrungsaustrittsposition (x/c_{ax})	0,544
Θ	35°
α	65°

A.3. Abbildungen



(a) EGG - Hallenübersicht



(b) EGG - Kreislaufschemata, adaptiert von Petersen [131]

Abbildung A.2.: Windkanal für ebene Gitter

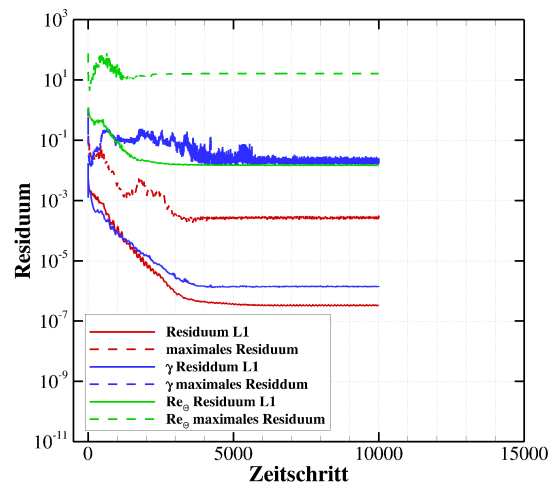
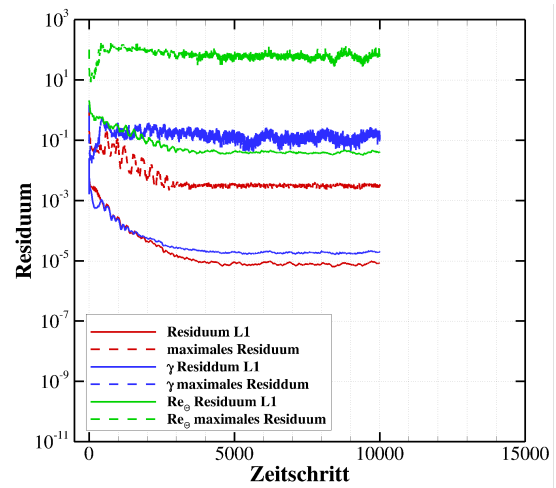
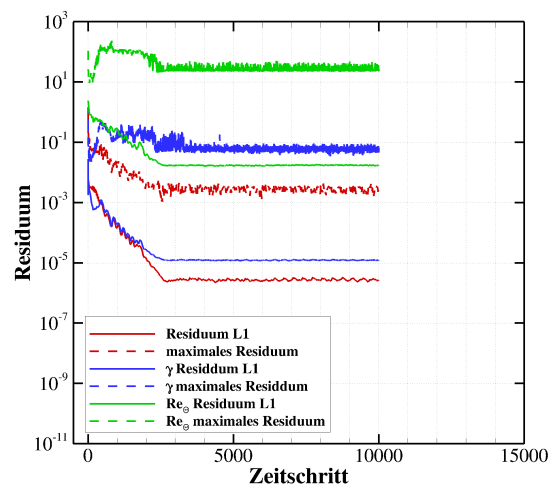
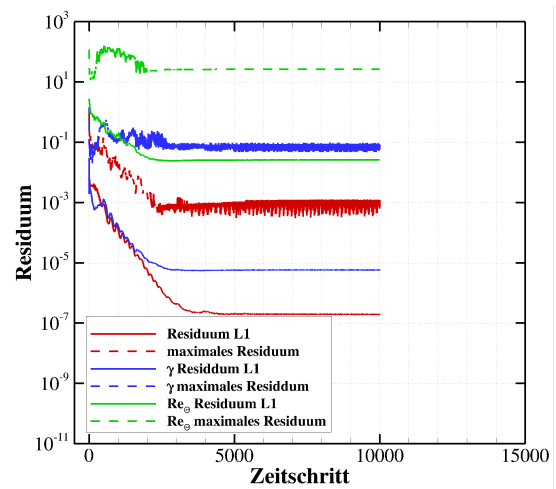
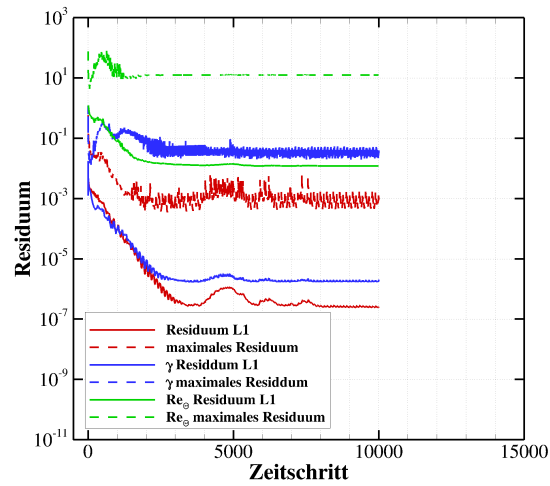
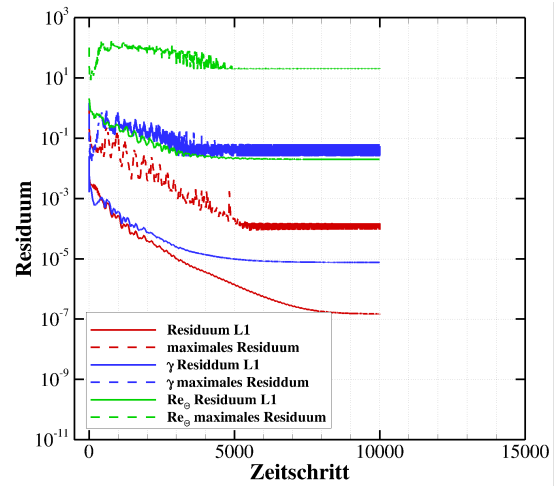
(a) $Ma_2 = 0,5$ (b) $Ma_2 = 0,9$ (c) $Ma_2 = 1,05$ (d) $Ma_2 = 1,25$

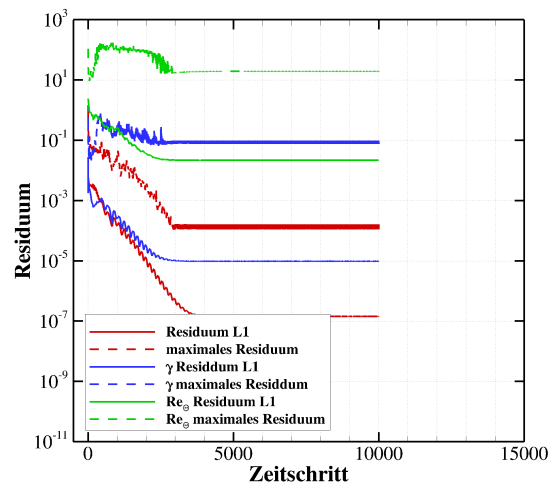
Abbildung A.3.: L1 Norm und maximales Residuum Einstellung A



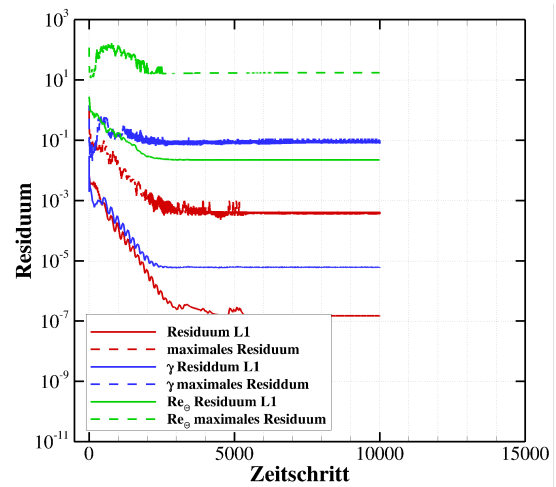
(a) $Ma_2 = 0,5$



(b) $Ma_2 = 0,9$



(c) $Ma_2 = 1,05$



(d) $Ma_2 = 1,25$

Abbildung A.4.: L1 Norm und maximales Residuum Einstellung B

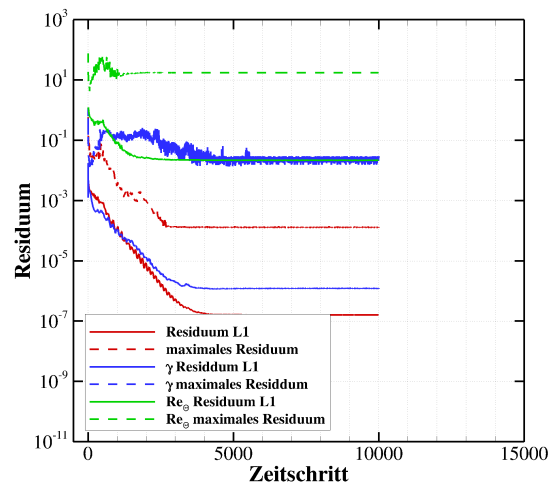
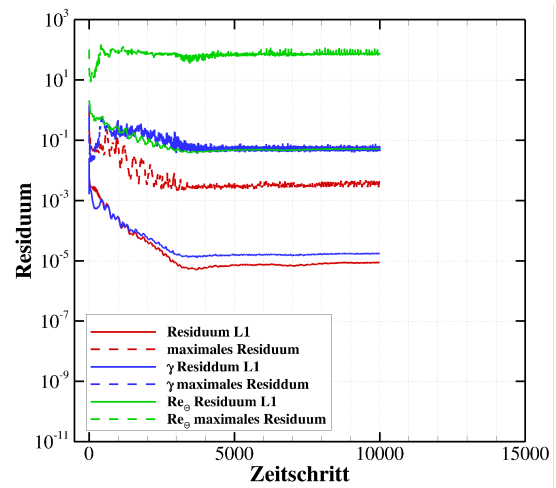
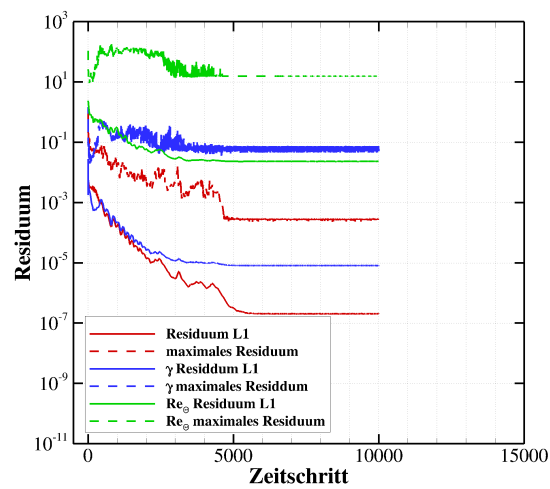
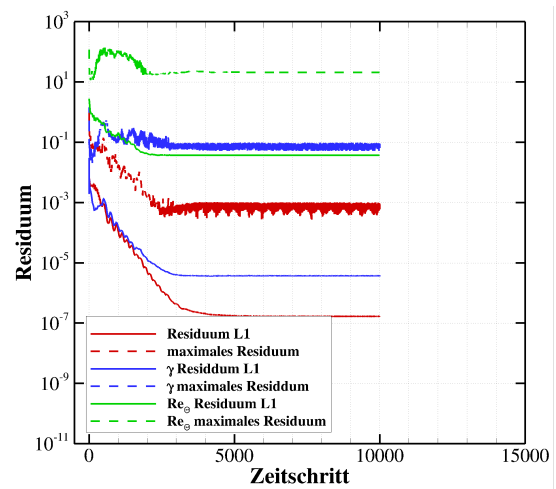
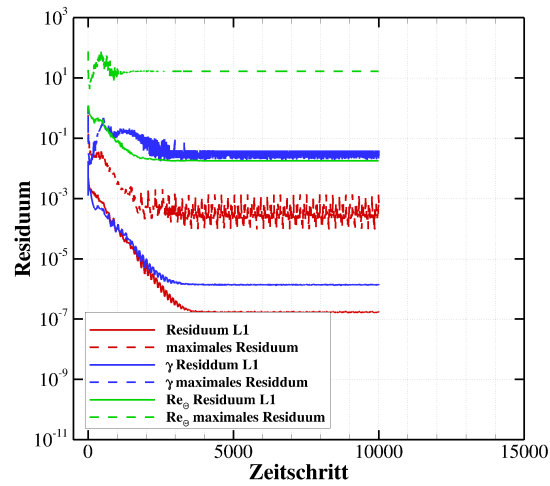
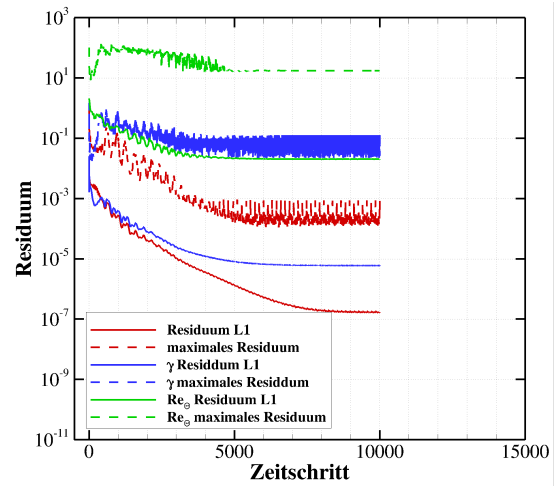
(a) $Ma_2 = 0,5$ (b) $Ma_2 = 0,9$ (c) $Ma_2 = 1,05$ (d) $Ma_2 = 1,25$

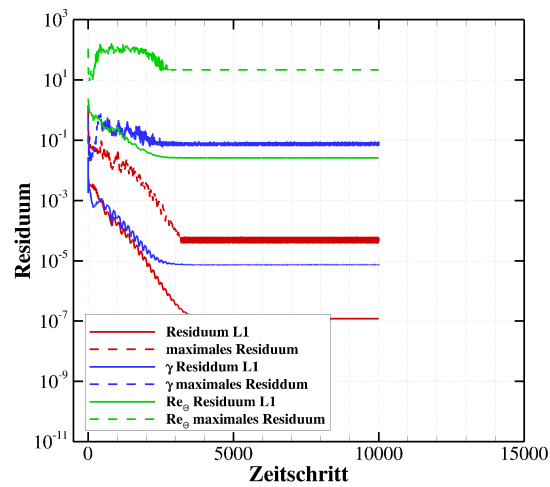
Abbildung A.5.: L1 Norm und maximales Residuum Einstellung C



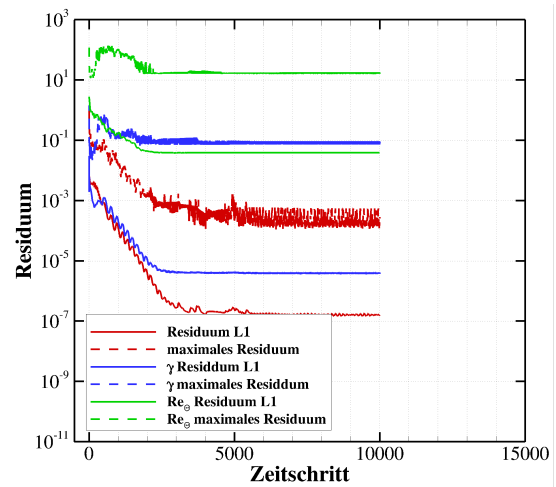
(a) $Ma_2 = 0,5$



(b) $Ma_2 = 0,9$



(c) $Ma_2 = 1,05$



(d) $Ma_2 = 1,25$

Abbildung A.6.: L1 Norm und maximales Residuum Einstellung D

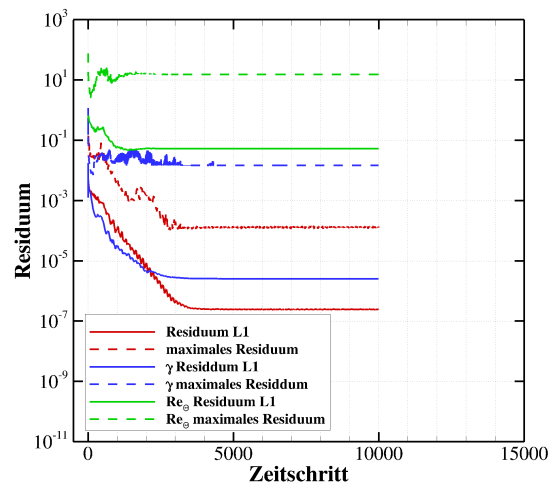
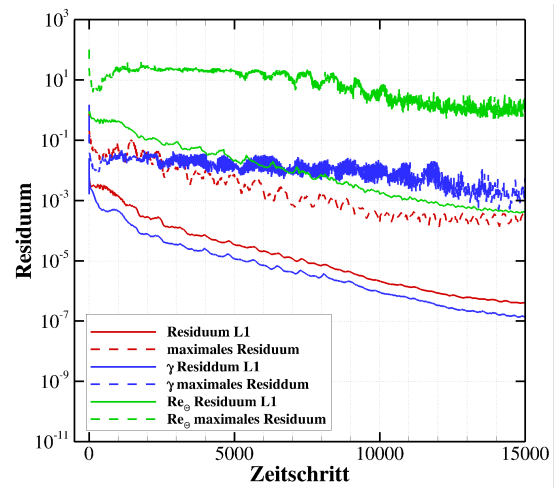
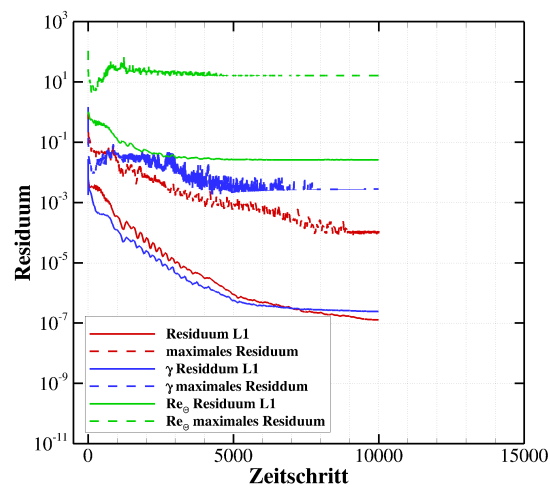
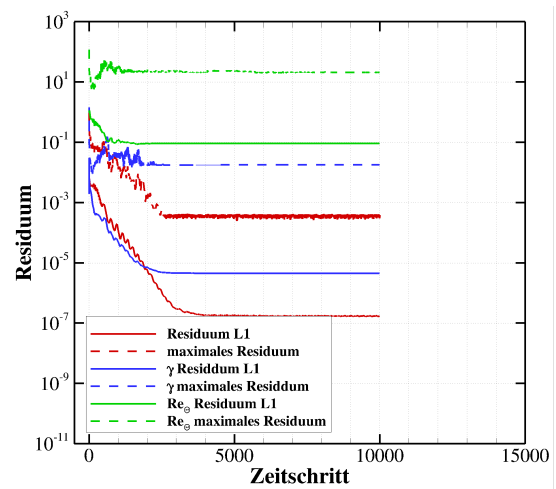
(a) $Ma_2 = 0,5$ (b) $Ma_2 = 0,9$ (c) $Ma_2 = 1,05$ (d) $Ma_2 = 1,25$

Abbildung A.7.: L1 Norm und maximales Residuum Einstellung E

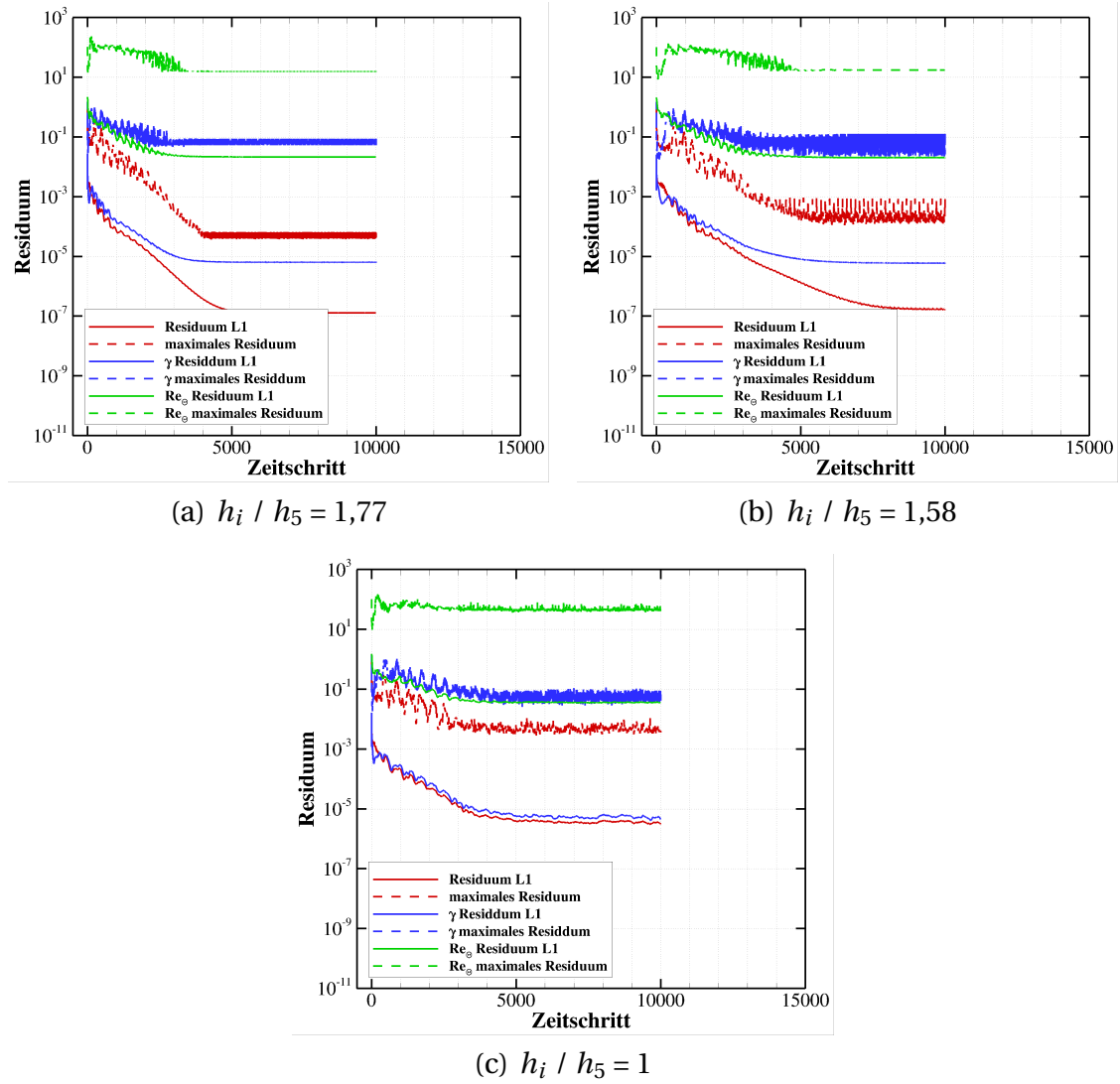
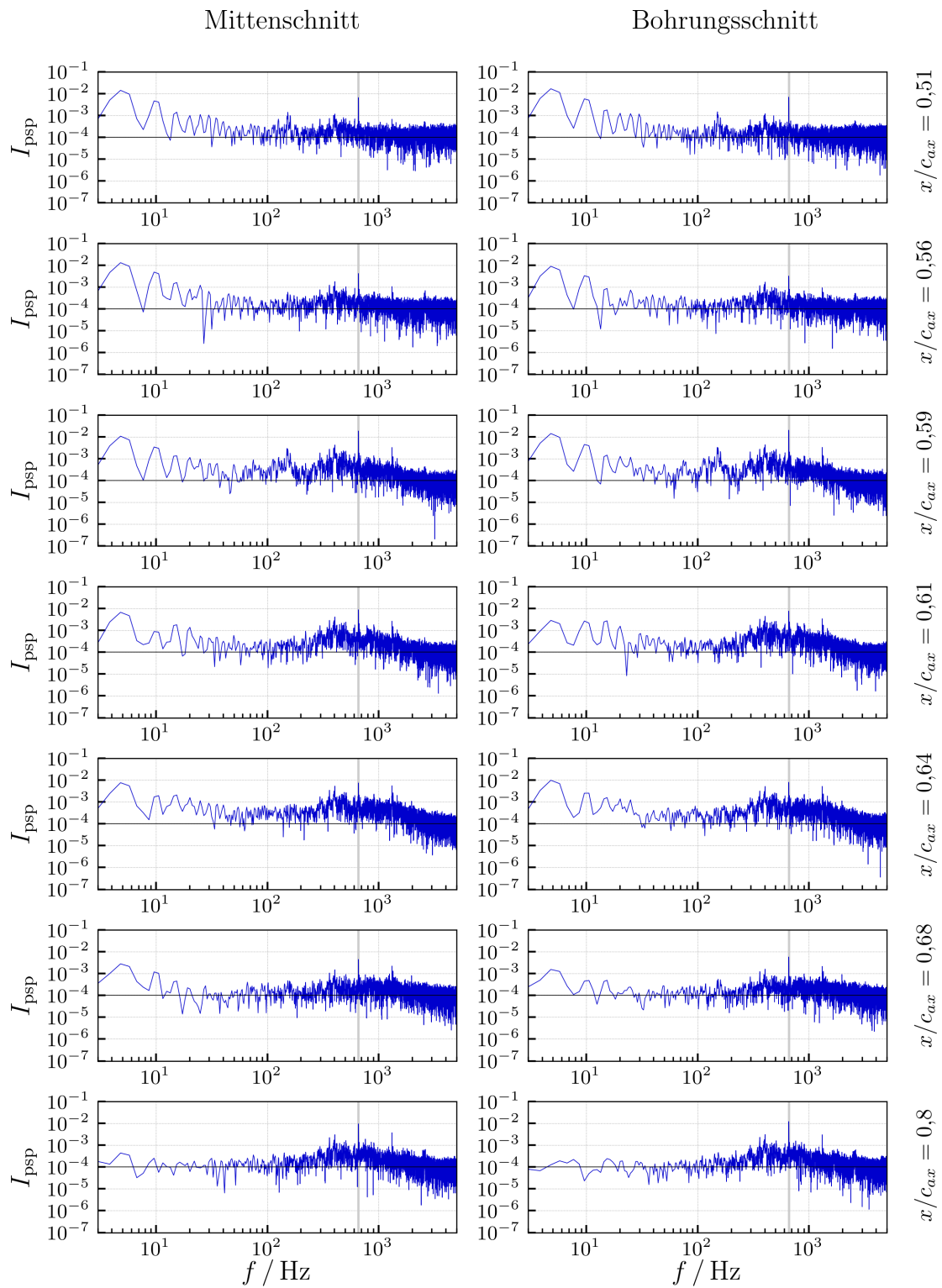


Abbildung A.8.: L1-Norm und maximales Residuum bei $Ma_2 = 0,9$ und Einstellung D

Abbildung A.9.: Amplitudenspektrum der PSP-Messung bei $f = 5$ Hz, $\Delta = 0,25$

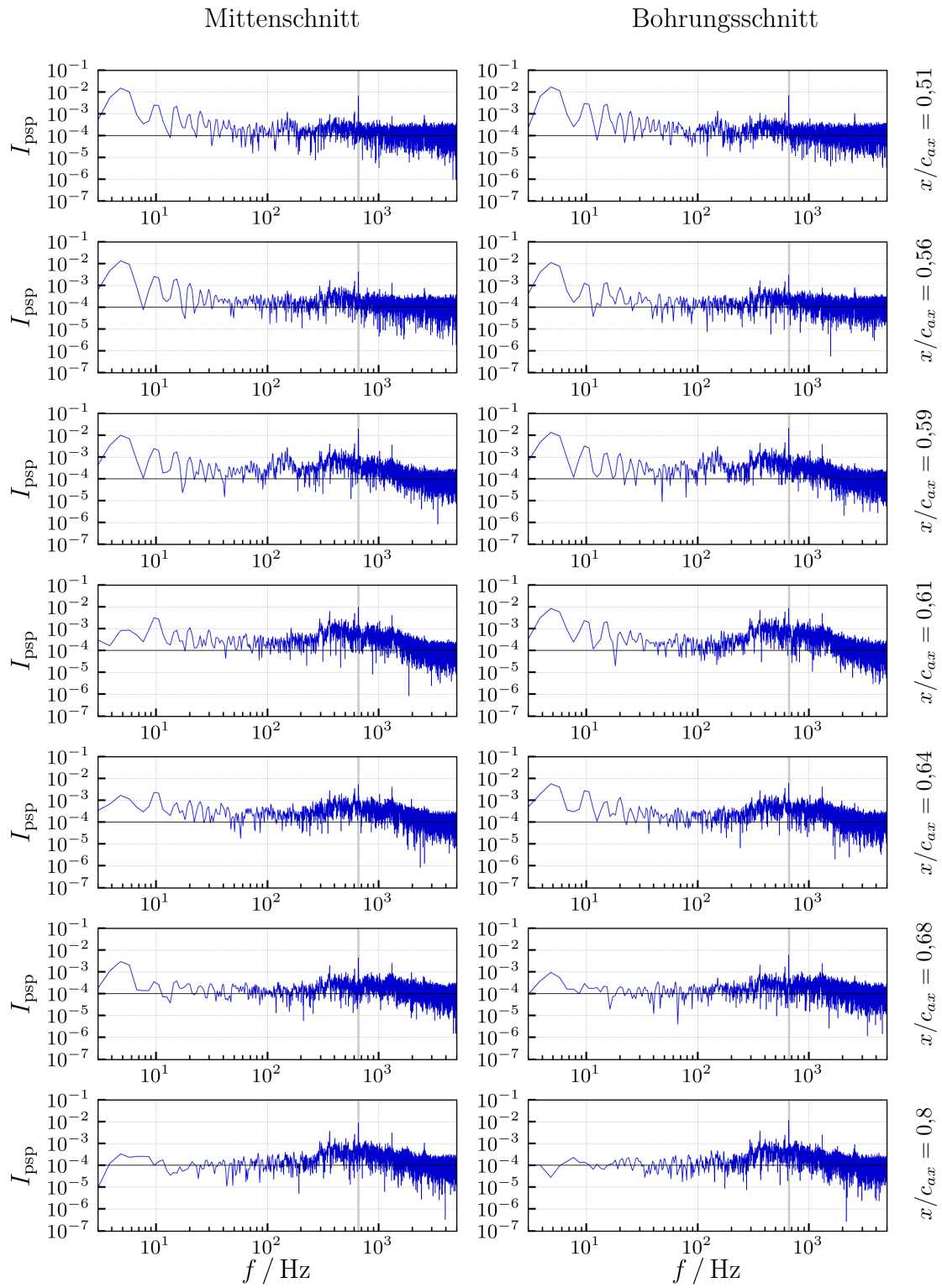
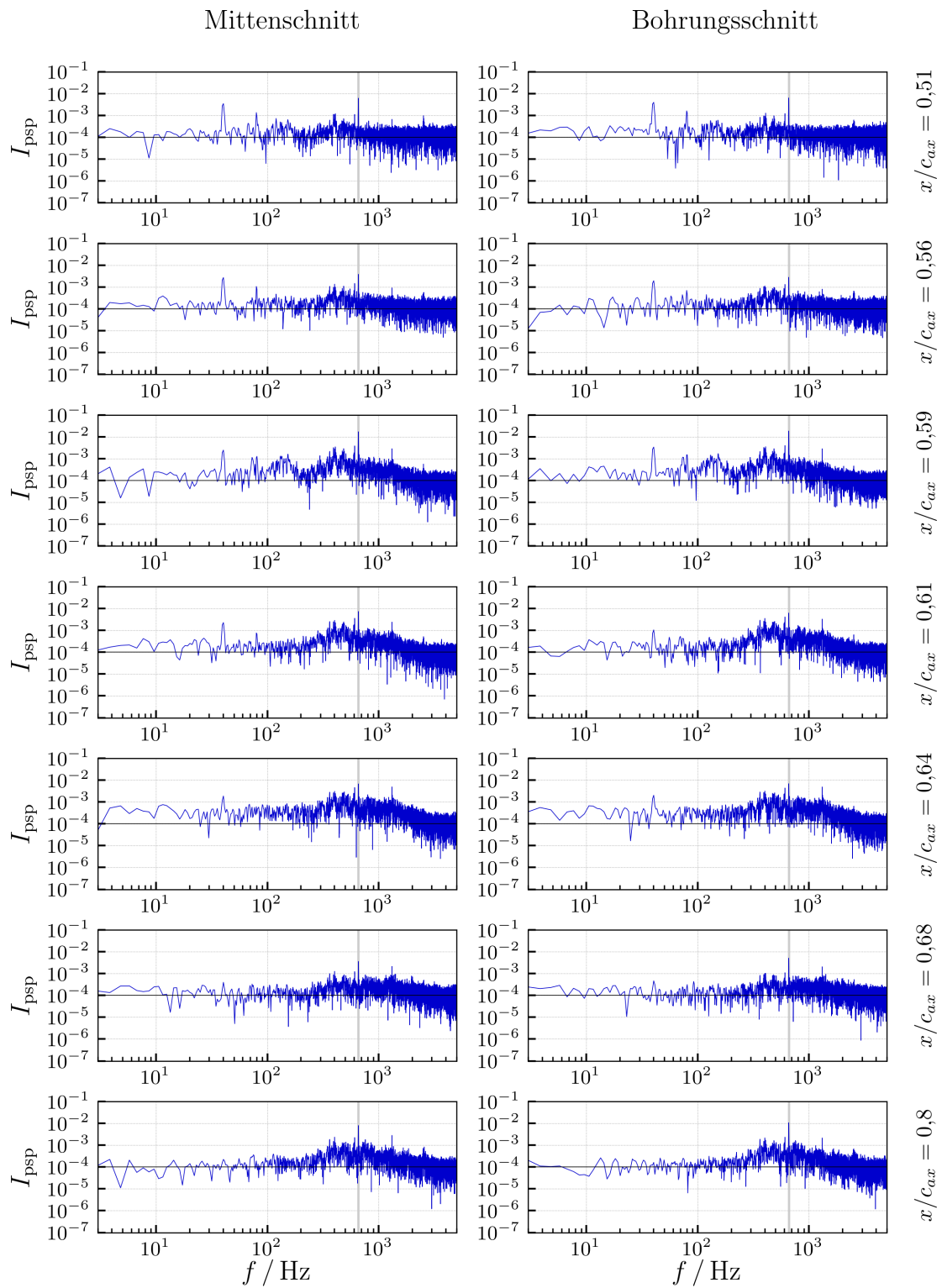


Abbildung A.10.: Amplitudenspektrum der PSP-Messung bei $f = 5 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,5$

Abbildung A.11.: Amplitudenspektrum der PSP-Messung bei $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,25$

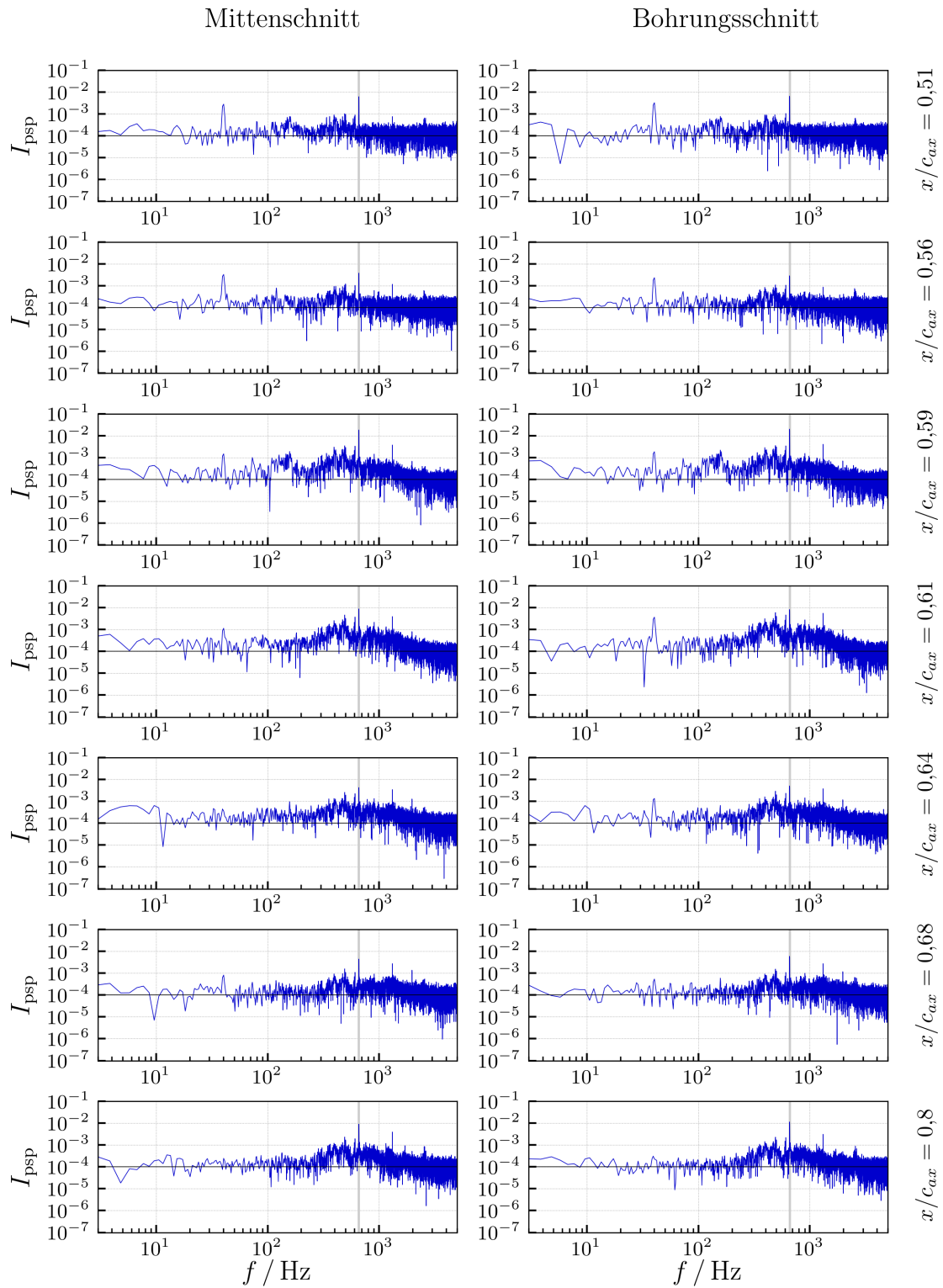
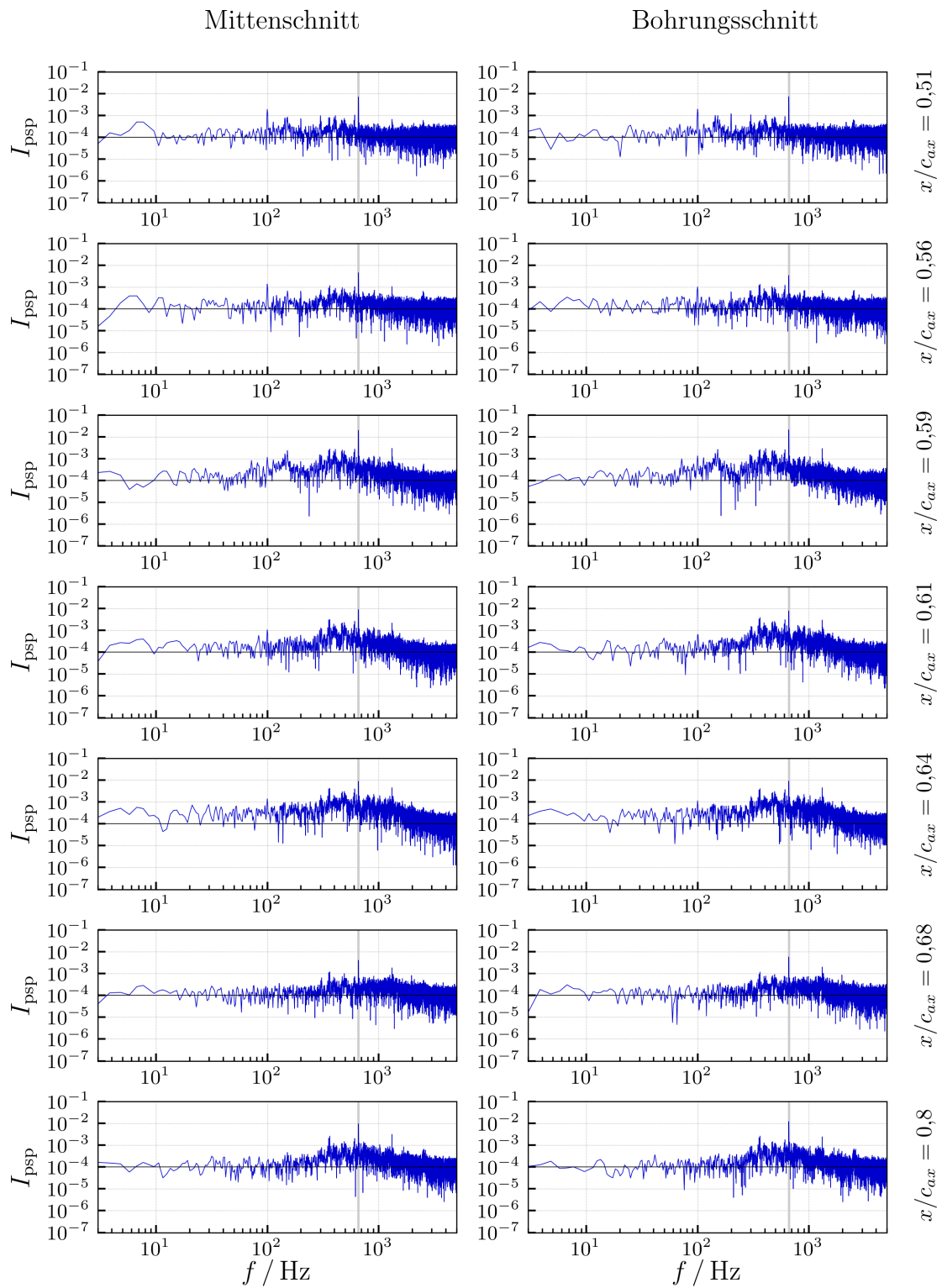


Abbildung A.12.: Amplitudenspektrum der PSP-Messung bei $f = 40$ Hz, $\Delta = 0,5$

Abbildung A.13.: Amplitudenspektrum der PSP-Messung bei $f = 100 \text{ Hz}$, $\Delta = 0,25$

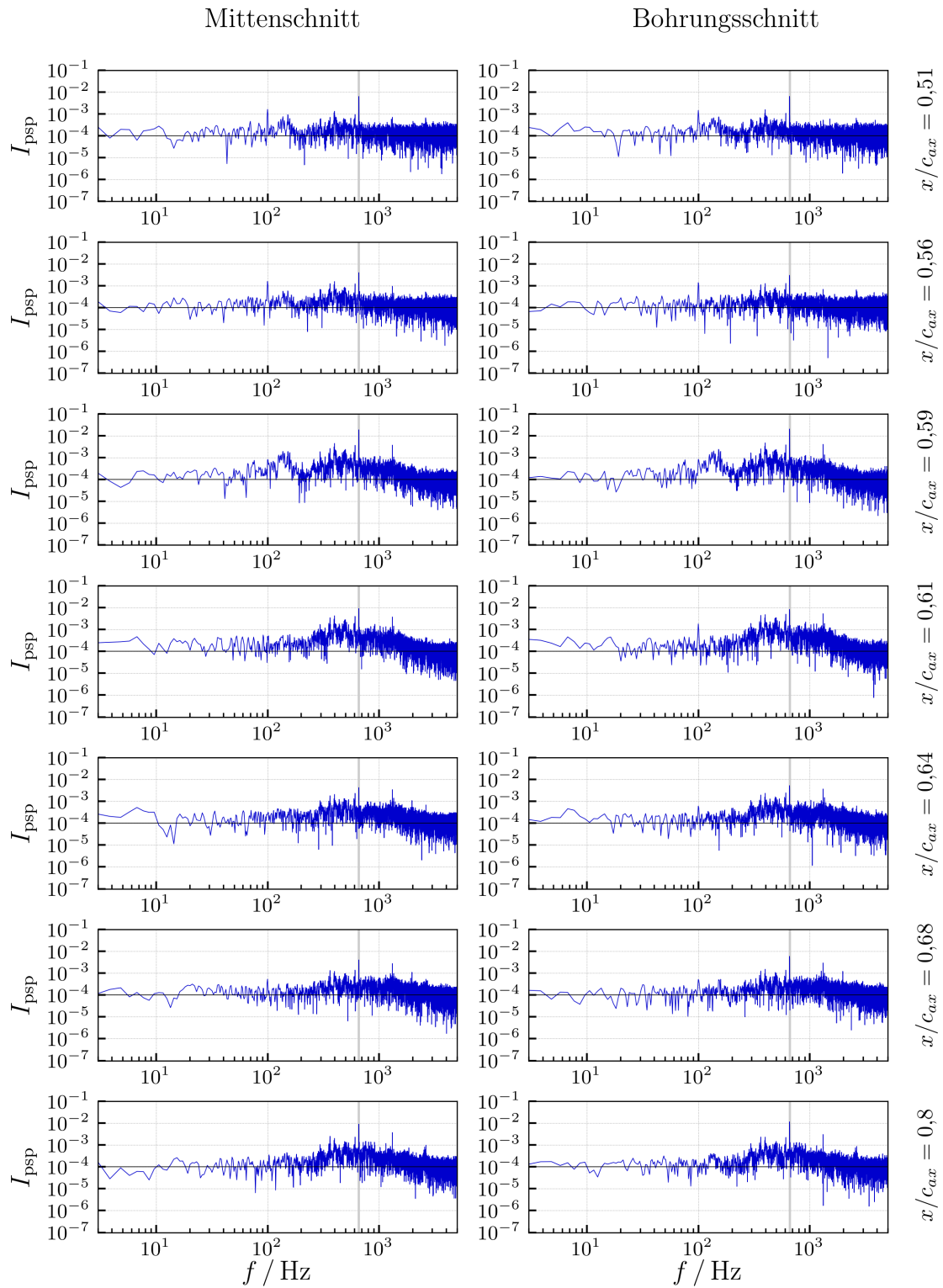


Abbildung A.14.: Amplitudenspektrum der PSP-Messung bei $f = 100$ Hz, $\Delta = 0,5$

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin in der Abteilung Turbine des Instituts für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen. Die Arbeitsbedingungen beim DLR waren geprägt von dem professionellen und persönlichen Austausch mit kompetenten, hilfsbereiten und aufgeschlossenen Kollegen aus verschiedenen Fachgebieten. An dieser Stelle möchte ich mich daher ausdrücklich bei allen Kollegen des DLR und insbesondere der Abteilung Turbine bedanken, die zum Zustandekommen dieser Dissertation beigetragen haben.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Rolf Radespiel, der es mir durch seine Bereitschaft zur Übernahme des Erstreferates ermöglichte, die vorliegende Arbeit an der Technischen Universität Braunschweig einzureichen, und der mich stets mit freundlichem und konstruktivem Rat unterstützte. Ebenso danke ich meinem Institutsdirektor Prof. Dr.-Ing. Reinhard Mönig für die Unterstützung und Wertschätzung meiner gesamten Arbeit im DLR, welche schließlich auch zur Erstellung dieser Dissertation führte, sowie für die Übernahme der Begutachtung dieser Arbeit.

Darüber hinaus möchte ich mich bei Michael Fehrs, Clemens Buske, Peter–Anton Gieß, Frank Kocian, Stefan Koch, Michael Hilfer, Christian Klein, Edmund Kügeler, Alexander Hergt, Ingo Röhle, Fritz Kost, Stefan Deeke, Martin Bittner, Peter Klemens, Thomas Tappe und Albert Tappe für ihre besondere Unterstützung bedanken.